

**Die elektrische Leitfähigkeit unter
den Ostalpen, abgeleitet aus
magnetotellurischen Messungen längs
eines Profiles vom Alpennordrand
bis zu den Hohen Tauern**

Martin Beblo

1974



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41554604_0022

Die elektrische Leitfähigkeit unter den Ostalpen,
abgeleitet aus magnetotellurischen Messungen
längs eines Profiles vom Alpennordrand bis zu den
Hohen Tauern

Inaugural - Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Fakultät für Geowissenschaften
der
Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt
von
Martin Beblo

Juli 1974



1. Berichterstatter: Prof. Dr. G. Angenheister

2. Berichterstatter: Prof. Dr. H. Soffel

Tag der mündlichen Prüfung: 31.7.1974

Inhaltsübersicht

	Seite
1. Abkürzungen und Vereinbarungen	3
2. Einleitung und Problemstellung	4
3. Grundlagen der Magnetotellurik	10
4. Die Registriergeräte	16
4.1. Die Registriergeräte der Magnetotellurik	16
4.1.1. Die Registriergeräte des Magnetfeldes	17
4.1.2. Die Registriergeräte des erdelektrischen Feldes	18
4.1.3. Die Zeitmarkierung	22
4.2. Die Registriergeräte der erdmagnetischen Tiefenondierung	23
4.3. Die Registriergeräte der geoelektrischen Tiefenondierung	23
5. Das Meßgebiet	
5.1. Die Registrierstationen	24
5.2. Die Struktur des Meßgebietes an der Erdober- fläche und die elektrische Leitfähigkeit der oberflächen-nahen Gesteinseinheiten	28
6. Die Auswertung	31
6.1. Die Auswahl der Intervalle	31
6.2. Die Digitalisierung	33
6.2.1. Die Digitalisierung vom Band	33
6.2.2. Die Digitalisierung vom Film	36
6.3. Die Fourier-Analyse und die Perioden- trennung	37
6.4. Die Minimale Kohärenz	39

	Seite
6.5. Die Vorzugsrichtung des erdelektrischen Feldes	43
6.5.1. Die Vorzugsrichtung des erdelektrischen Feldes im Meßgebiet	46
6.5.2. Die Deutung der Vorzugsrichtung des erdelektrischen Feldes im Meßgebiet	52
6.6. Die Maximale Kohärenz	56
6.6.1. Die Deutung der Maximalen Kohärenz im Meßgebiet	59
6.7. Die Übertragungsfunktionen, φ_s - und Phasenkurven	63
7. Der Einfluß oberflächen-naher Strukturen auf das erdelektrische Feld	73
7.1. Der Einfluß der Gelände-Topographie auf das erdelektrische Feld	74
7.2. Der Einfluß der elektrischen Leitfähigkeit der obersten Gesteinschichten auf das erdelektrische Feld	84
8. Die Interpretation der Meßergebnisse durch Modellrechnung	88
8.1. Die Grundlagen der Modellrechnung	88
8.1.1. Modellrechnung mit eindimensionaler Leitfähigkeits-Verteilung	89
8.1.2. Modellrechnung mit zweidimensionaler Leitfähigkeits-Verteilung	89
8.2. Die Ergebnisse der Modellrechnung und die Interpretation der Meßergebnisse	93
9. Zusammenfassung	116
10. Literaturverzeichnis	119
Danksagungen	124
Lebenslauf	125

1. Abkürzungen und Vereinbarungen

Kennzeichnung:

Komplexe Zahlen	z.B. $\frac{A}{A}$
Vektoren	z.B. $\vec{A}$
Betrag einer komplexen Zahl bzw. eines Vektors	z.B. A

Maßsysteme:

Nahezu alle Gleichungen in dieser Arbeit sind im absoluten elektromagnetischen cgs-System (cgs_m) geschrieben. Eventuelle Abweichungen vom cgs-System sind im Text gekennzeichnet.

Bezeichnungen und Einheiten:

$\vec{A}$ = Vektorpotential	$1 \text{ cgs} = 10^5 \text{ Vcm}$
$\vec{B}$ = magnetische Kraftflußdichte	$1 \text{ cgs} = 1 \text{ G} = 10^5 \text{ V}$
$\vec{D}$ = dielektrische Verschiebung	$1 \text{ cgs} = 10^5/4\pi \text{ Cm}^{-2}$
$\vec{E}$ = elektrische Feldstärke	$1 \text{ cgs} = 10^{-6} \text{ Vm}^{-1} = 1 \text{ mVkm}^{-1}$
$\vec{F}$ = magnetische Feldstärke	$1 \text{ cgs} = 1 \text{ Oe}$
$\vec{J}$ = Stromdichte	$1 \text{ cgs} = 10^5 \text{ Am}^{-1}$
T = Periode	$1 \text{ cgs} = 1 \text{ s}$
f = Frequenz = $1/T$	$1 \text{ cgs} = 1 \text{ s}^{-1} = 1 \text{ Hz}$
t = Zeit	$1 \text{ cgs} = 1 \text{ sec}$
η = Raumladungsdichte	$1 \text{ cgs} = 10^7 \text{ Cm}^{-3}$
ϵ_0 = Dielektrizitätskonstante	$1 \text{ cgs} = \text{c}^{-2} \text{cm}^{-2} \text{s}^2$
μ_0 = magnetische Permeabilität := 1	$1 \text{ cgs} = 10^{11} \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$
σ = Leitfähigkeit	$1 \text{ cgs} = 10^{-11} \Omega \text{ m}$
g = spezifischer Widerstand = $1/\sigma$	

2. Einleitung und Problemstellung

Der Granit

In unterirdischer Kammer
Sprach grollend der alte Granit:
"Da droben den wäss'rigen Jammer
Den mach' ich jetzt länger nicht mit.
Langweilig wälzt das Gewässer
Seine salzige Flut über's Land,
Statt stolzer und schöner und besser
Wird Alles voll Schlamm und voll Sand.

"Das gäb' eine mitleidwerthe
Geologische Leimsiederei,
Wenn die ganze Kruste der Erde
Nur ein sedimentäres Gebräu.
Am End würd' noch Fabel und Dichtung
Was ein Berg - was hoch und was tief;
Zum Teufel die Flözung und Schichtung,
Hurrah! ich werd' eruptiv!"

Er sprach's und zum Beistand berief er
Die tapfern Porphyre herbei,
Die crystallinischen Schiefer
Riß höhnisch er mitten entzwei.
Das zischte und lohte und wallte
Als nahte das Ende der Welt;
Selbst Grauwack, die züchtige Alte,
Hat vor Schreck auf den Kopf sich gestellt.

Auch Steinkohl' und Zechstein und Trias
Entwichen, im Innern gesprengt,
Laut jammert im Jura der Lias,
Daß die Glut ihn von hinten versengt.
Auch die Kalke, die Mergel der Kreiden
Sprachen später mit wichtigem Ton:
"Was erstickte man nicht schon bei Zeiten
Den Keim dieser Revolution?"

Doch vorwärts, trotz Schichten und Seen
Drang siegreich der feurige Held,
Bis daß er von sonnigen Höhen
Zu Füßen sich schaute die Welt.
Da sprach er mit Jodeln und Singen:
"Hurrah! das wäre geglückt!
Auch Unsereins kann's zu 'was bringen,
Wenn er nur herzlichst drückt!"

J.V. von Scheffel, 1878

"herzlichst gedrückt" wurde sicherlich im orogenen Ablauf der Alpenbildung. Orogene sind Faltengebirge mit besonders starken Einengungsstrukturen, Hebungen und Deckenbau. Diese starken Einengungen des Raumes bedingen große horizontale Verfrachtung von Gesteinsmassen, welche heute weit vom Ort ihrer Entstehung entfernt liegen. Die räumlich-zeitliche Bildung der Alpen erkennt man heute im zonar angeordneten Gesteinsaufbau, der der Orogenese (Geosynklinalzeit, Faltungszeit, Abtragungszeit) entspricht. Man findet im Alpenraum Ablagerungen von Flachwasser-Bildungen großer Mächtigkeiten, typische Tiefwasser-Bildungen und die Gesteine, die während der späteren Hebung und Verlandung gebildet worden sind.

Die Alpen sind aus Gesteinen aufgebaut, die in meist nebeneinander liegenden Meeresgebieten entstanden sind. Heute liegen diese Gesteine nicht mehr nebeneinander, sondern wegen des Transportes (Deckenbau) übereinander.

Durch Zusammenarbeit aller geowissenschaftlichen Disziplinen gehören die Alpen heute zu den wohl am besten erforschten Gebieten der Erde. Der Schwerpunkt der geophysikalischen Alpenforschung lag Anfangs überwiegend im Bereich der Westalpen, er verlagerte sich aber in den letzten Jahren weitgehend in den Bereich der Ostalpen.

Die neueren geophysikalischen Forschungsergebnisse im Bereich der Ostalpen sollen in aller Kürze vorgestellt werden, um die in dieser Arbeit behandelten Probleme zu verdeutlichen.

Die Auswertung seismischer Groß-Refraktions-Profile ergab, daß unter den Ostalpen in geringer Tiefe (etwa 10 bis 20 km) eine Zone geringerer Geschwindigkeit seismischer Longitudinal-Wellen (P-Wellen) von ca. 5,5 km/sec existiert (Abbildung 1). Dies bedeutet eine Erniedrigung der Wellengeschwindigkeit von etwa 15 Prozent gegenüber einer normalen kontinentalen Krustengeschwindigkeit seismischer P-Wellen dieser Tiefenlage von ca. 6,5 km/sec (ANGENHEISTER et al. 1972).

Abbildung 1

Zusammenstellung neuerer geophysikalischer und geologischer Daten auf einem Profil über die Ostalpen.

Punktierter Kurve (ΔF): Differenz zwischen der Totalintensität des Erdmagnetfeldes und dem internationalen Referenzfeld.

Durchgezogene Linie (Δg): Bouguer-Schwere.

Unterhalb eines geologischen Schnittes Linien gleicher Geschwindigkeit seismischer Longitudinal-Wellen (entnommen ANGENHEISTER et al. (1972)).

Solch eine Geschwindigkeits-Inversion seismischer P-Wellen konnte auch bei Laboruntersuchungen beobachtet werden. Legt man den Druck der Inversions-Tiefe zugrunde, so ergeben sich notwendige Temperaturen von ca. 700°C zur Erklärung solch einer Geschwindigkeits-Inversion. Diese Temperatur gilt nur für saures Gestein, bei basischem Material müßten noch höhere Temperaturen angenommen werden. Diese Temperaturen von etwa 700°C scheinen realistisch zu sein. Oberhalb des Gebietes der seismischen Geschwindigkeits-Inversion größter Mächtigkeit werden heute an der Erdoberfläche Gesteine mit dem höchsten Grad der Metamorphose (mindestens 600°C) gefunden. Nach größerer Tiefe hin steigt dann die Geschwindigkeit seismischer P-Wellen wieder "normal" an und erreicht in ca. 50 km Tiefe unter den Ostalpen die Kruste/Mantel-Grenze mit Geschwindigkeiten größer 8 km/sec.

Auch die Verteilung der Schwere im Bereich der Ostalpen (Abbildung 1) kann durch eine unter dem Alpen-Hauptkamm liegende Zone geringerer Dichte interpretiert werden. Die Zone geringerer Dichte müßte in etwa gleicher Tiefe mit ähnlicher Mächtigkeit wie die Geschwindigkeits-Inversions-Zone liegen (MAKRIS 1971).

Im Gegensatz dazu steht jedoch eine Interpretation der Wärmestrom-Messungen in den Ostalpen (HAENEL und ZOTH 1973). Dieser Interpretation zur Folge ergibt sich für die Tiefe der Inversions-Zone eine Temperatur von nur 300°C , also weniger als die Hälfte der wahrscheinlichen Temperatur.

Hier scheint nun die Möglichkeit zu bestehen, mit der Methode der Magnetotellurik eine Klärung der Temperatur-Frage durch die Messung des scheinbaren spezifischen Widerstandes mit der Tiefe zu erhalten. Sollte die Zone verminderter Geschwindigkeit seismischer Longitudinal-Wellen und verminderter Dichte in geringer Tiefe unter den Ostalpen durch eine anomal erhöhte Temperatur bedingt sein, müßte man wegen der Halbleiter-Eigenschaf-

ten der Gesteine in dieser Tiefe eine erhöhte elektrische Leitfähigkeit messen. Mißt man keine erhöhte elektrische Leitfähigkeit, kann die Zone verminderter seismischer P-Wellen-Geschwindigkeit bzw. verminderter Dichte nicht durch eine anomal erhöhte Temperatur verursacht werden. Zur Interpretation einer eventuell erhöhten elektrischen Leitfähigkeit unter den Ostalpen müßte man neben der Temperatur noch den Chemismus des Gesteins berücksichtigen.

Diese Fragestellung war der Ausgangspunkt der Diskussionen, welche dann zur Durchführung der vorliegenden Arbeit führten.

3. Grundlagen der Magnetotellurik

Dem zeitlich konstanten Anteil des Erdmagnetfeldes ist ein zeitlich variabler Anteil wesentlich geringerer Intensität überlagert, der durch zeitlich sich ändernde Ströme in der Ionosphäre und Magnetosphäre hervorgerufen wird. Diese Ströme, verursacht durch die Wellen- und Partikel-Strahlung der Sonne, haben ein zeitlich variables Magnetfeld $\vec{F}_e$, welches in der elektrisch leitfähigen Erde Ströme induziert, die wiederum von einem zusätzlichen Magnetfeld $\vec{F}_i$ umgeben sind. Das an einem Punkt der Erdoberfläche registrierte Feld F setzt sich dementsprechend aus zwei Anteilen zusammen zu

$$\vec{F} = \vec{F}_e + \vec{F}_i.$$

Bei der Methode der Magnetotellurik registriert man an der Erdoberfläche gleichzeitig die Komponenten der zeitlich variablen Magnetfelder und elektrischen Felder. Hier wird die Theorie nicht im Detail behandelt. Es sollen nur die wichtigsten Grundgleichungen vorgestellt werden.

Ausgangspunkt sind die Maxwell-Gleichungen und das verallgemeinerte Ohmsche Gesetz.

$$(1) \quad \text{rot } \vec{F} = 4\pi\vec{j} + \dot{\vec{D}}$$

$$(2) \quad \text{rot } \vec{E} = -\dot{\vec{B}}$$

$$(3) \quad \text{div } \vec{B} = 0$$

$$(4) \quad \text{div } \vec{D} = 4\pi\eta$$

$$(5) \quad \vec{B} = \mu\vec{F}$$

$$(6) \quad \vec{D} = \epsilon\vec{E}$$

$$(7) \quad \vec{j} = \sigma\vec{E}$$

$$(8) \quad \text{div } \vec{j} = 4\pi\dot{\eta}$$

Alle Gleichungen im cgs-System.

Zu den Maßsystemen und Erläuterung der Symbole siehe Kap. 1.

Nach Einführung eines Vektorpotentials $\vec{A}$ gilt folgender Ansatz:

$$(9) \quad \vec{F} = \text{rot } \vec{A}$$

$$(10) \quad \vec{E} = -\dot{\vec{A}} - \text{grad } \varphi$$

$$(11) \quad \text{div } \vec{A} = 0.$$

Aus (9) und (10) folgt:

$$(12) \quad \text{rot } \vec{F} = \text{grad div } \vec{A} - \nabla^2 \vec{A}, \text{ gültig für karthesische Koordinaten.}$$

Gleichung (12) lässt sich umschreiben in:

$$(13) \quad \nabla^2 \vec{A} = - (4\pi \vec{j} + \dot{\vec{D}}) = - (4\pi \sigma \vec{E} + \epsilon \dot{\vec{E}}) = - (4\pi \sigma + i\epsilon\omega) \vec{E}_0$$

mit $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i\omega t}$.

Eine Abschätzung des Terms $(4\pi \sigma + i\epsilon\omega) \vec{E}_0$ führt unter der Berücksichtigung der relativ langen Perioden (> 1 sec) der untersuchten Erscheinungen zu dem bekannten Ergebnis, daß der Verschiebungsstrom in Gleichung (1) in sehr guter Näherung vernachlässigt werden kann.

$$(14) \quad 4\pi \vec{j} \gg \dot{\vec{D}}.$$

Setzt man dazu $\mu = 1$, was für die Erde in guter Näherung erfüllt ist, so vereinfachen sich die bisherigen Gleichungen, und (13) geht über in

$$(15) \quad \nabla^2 \vec{A} = 4\pi \sigma \vec{E} = -4\pi \sigma (\vec{A} + \text{grad } \varphi).$$

Diese Gleichung stellt für Perioden größer 1 Sekunde eine quasi stationäre Feldverteilung dar.

Aus (1), (8) und (14) folgt:

$$(16) \quad \text{div rot } \vec{F} = 0 = 4\pi \text{div } \vec{j} = (4\pi)^2 \dot{\eta} = 0$$

d.h. es existiert keine zeitliche Variation der Raumladungsdichte in der Materie.

Für den homogenen Raum (ohne räumliche Gradienten der Materialkonstanten) gilt:

$$(17) \quad \text{grad } \sigma = 0, \text{ grad } \epsilon = 0.$$

Aus (16), (17) sowie $\text{div } \vec{E} = 0, \text{div } \eta = 0$ folgt:

$$(18) \quad \eta = 0, \dot{\eta} = 0.$$

Es ergeben sich die Gleichungen

$$(19) \quad \nabla^2 \vec{A} = 0 \quad \text{in der Luft (Außenraum)}$$

$$(20) \quad \nabla^2 \vec{A} = -4\pi \sigma \vec{A} \quad \text{in der Erde (Innenraum)}$$

Mit folgenden Voraussetzungen:

1. homogenes induzierendes Magnetfeld
 2. homogene, ebene Schichtung über homogenem Halbraum
- stellte CAGNIARD (1953) einen Lösungsansatz der Gleichung (20) für den geschichteten Halbraum auf:

$$(21) \quad A_x^V(z, t) = (C_1^V e^{-\lambda^V z} + C_2^V e^{\lambda^V z}) e^{i\omega t} \quad \text{mit}$$

$$(22) \quad \lambda^V = \sqrt{4\pi\sigma^V i\omega} \quad .$$

C_1 , C_2 und σ^V stellen die sich von Schicht zu Schicht ändernden Konstanten dar.

Dies gilt für die Proportionalität $e^{i\omega t}$ aller zeitlich variablen Größen, sowie für den Ansatz

$$\vec{A} = (A_x, 0, 0), \quad \vec{E} = (-\frac{\partial A_x}{\partial t}, 0, 0), \quad \vec{F} = (0, \frac{\partial A_x}{\partial z}, 0).$$

Bei diesem Ansatz verschwinden die Felder in unendlicher Tiefe, damit C_2 im Halbraum. In der obersten Schicht verschwindet C_1 , da über die Anregung verfügt werden kann. Man erhält:

$$E_x^V = i\omega (C_1^V e^{-\lambda^V z} + C_2^V e^{\lambda^V z}) e^{i\omega t}$$

$$F_y^V = -\lambda^V (-C_1^V e^{-\lambda^V z} + C_2^V e^{\lambda^V z}) e^{i\omega t}$$

Für beliebige Schicht ergibt sich das Verhältnis $\frac{E_x^V}{F_y^V}$ zu:

$$(23) \quad \frac{E_x^V}{F_y^V} = \frac{i\omega}{\lambda^V} \frac{C_1^V e^{-\lambda^V z} + C_2^V e^{\lambda^V z}}{-C_1^V e^{-\lambda^V z} + C_2^V e^{\lambda^V z}} = \frac{i\omega}{\lambda^V} \coth(z\lambda^V + \ln \sqrt{\frac{C_2^V}{C_1^V}})$$

Umformung nach BERDICHEVSKI und BRUNELLI

Durch rekursive Auflösung erhält man für die oberste Schicht:

$$(24) \quad \frac{E_x^V}{F_y^V}(z=0) = \frac{i\omega}{\lambda_1} \coth(d_1 \lambda_1 + \operatorname{arcth}(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \coth(d_2 \lambda_2 + \dots)))$$

Der Quotient E_x/F_y ist also abhängig von den Schichtdicken d_v , den spezifischen Widerständen ρ_v ($\sim 1/\lambda_v$) sowie der Periode T (Skin-Effekt).

Gleichung (24) kann nicht formal nach den Mächtigkeiten d^v und den spezifischen Widerständen ρ^v aufgelöst werden. Mit der abgewandelten Gleichung

$$(25) \quad \rho_s = 2 T \left(\frac{E_x}{F_y} \right)^2$$

berechnet man verschiedene Modelle in Abhängigkeit von der Periode T . Durch diese Modellrechnungen erhält man einen Kurvenatlas für ρ_s , der zu Vergleichen mit berechneten ρ_s -Werten einer Meßstation herangezogen werden kann.

ρ_s ist der scheinbare spezifische Widerstand.

Für den Spezialfall des homogenen Halbraumes geht Gleichung (24) über in

$$\frac{E_x}{F_y}(z=0) = \frac{i\omega}{\lambda} = \frac{i\omega}{\sqrt{4\pi\sigma i\omega}} = \frac{1}{\sqrt{2\sigma T}} e^{i\frac{\pi}{4}}$$

und Gleichung (25) wird zu

$$\rho_s = 2 T \left(\frac{E_x}{F_y} \right)^2 = \rho .$$

Für den homogenen Halbraum ist also der scheinbare spezifische Widerstand ρ_s gleich dem wahren Widerstand ρ .

Für die Anregung durch ein räumlich inhomogenes (cosinusförmig variierendes) Magnetfeld ergibt sich nach PRICE (1962)

$$A_x(z,t) = \cos mx (C_1 e^{-\lambda z} + C_2 e^{\lambda z}) e^{i\omega t} \quad \text{mit}$$

$$\lambda = \sqrt{4\pi\sigma i\omega + m^2} \quad \text{und} \quad m = \frac{2\pi}{L}$$

m = Wellenzahl des anregenden Feldes

L = Wellenlänge des anregenden Feldes.

Für den homogenen Halbraum gilt:

$$\frac{E_x}{F_y}(z=0) = \frac{i\omega}{\sqrt{4\pi\sigma i\omega + m^2}}$$

Fallunterscheidung:

1. $4\pi\sigma\omega \gg m^2$; d.h. $\omega\sigma \ll L^2$ (die Wellenlänge des inhomogenen, anregenden Magnetfeldes ist sehr viel größer als die auszuwertenden Perioden der natürlichen Variationen des erdmagnetischen- und erdelektrischen Feldes):

$$\frac{E_x}{F_y}(z=0) = \frac{1}{\sqrt{2\sigma T}} e^{i\frac{\pi}{4}}.$$

Man erhält die Ergebnisse von Cagniard.

2. $4\pi\sigma\omega \ll m^2$; d.h. $\omega\sigma \gg L^2$ (die Perioden sind größer als die Wellenlänge des inhomogenen Magnetfeldes):

$$\frac{E_x}{F_y}(z=0) = i \frac{L}{T}$$

σ und damit ϱ kann nicht mehr bestimmt werden.

Für den Spezialfall gut leitender, dünner Deckschicht d folgt:

$$\frac{E_x}{F_y}(z=0) \approx -\frac{1}{4\pi\sigma_1 d}, \quad \text{da } \lambda_2 \ll \lambda_1$$

Der Faktor $\sigma_1 d$ ist die integrierte Leitfähigkeit τ der Deckschicht.

$$\tau = \int_0^z \sigma dz$$

$$\frac{E_x}{F_y}(z=0) \sim \frac{1}{\tau}.$$

Die einschränkendste Bedingung der Cagniard'schen Theorie ist die ebene Schichtung, eine Bedingung, die in der Natur nie erfüllt ist. Man hat immer mit lateraler Änderung der Leitfähigkeit ($\sigma = \sigma(x,y,z)$) zu rechnen, wodurch die Voraussetzungen für Gleichung (20) nicht mehr erfüllt sind.

Da große Gesteins-Körper in einer horizontalen Richtung oft eine große Längserstreckung (Streichrichtung) haben, kann man die vorgegebenen Leitfähigkeits-Verteilungen in erster Näherung als zweidimensional betrachten. Dadurch ergeben sich gewisse Vereinfachungen.

Durch die Richtung des Streichens der Leitfähigkeits-Verteilung hat man eine vor allen anderen Richtungen vorgegebene Richtung. Dreht man nun das Koordinatensystem in Richtung des Streichens (hier z.B. die y-Richtung), so erhält man zwei Fälle:

1. $F_x \neq 0, F_y = 0, F_z \neq 0$

$$E_x = 0, E_y \neq 0, E_z = 0$$

Dieser Fall der Stromkomponente parallel zum Streichen wird als E-Polarisation bezeichnet.

2. $F_x = 0, F_y \neq 0, F_z = 0$

$$E_x \neq 0, E_y = 0, E_z \neq 0$$

Dies ist der Fall der H-Polarisation. Die Stromkomponente ist senkrecht zum Streichen gerichtet.

Im Auswertegang des Registriermaterials erhält man bei lateraler Änderung der Leitfähigkeits-Verteilung zwei verschiedene Kurven für den scheinbaren spezifischen Widerstand ϱ_s : $\varrho_{s\parallel}$ für den Fall der E-Polarisation, sowie $\varrho_{s\perp}$ für den Fall der H-Polarisation.

In Kapitel 8 wird versucht, durch Berechnung von Modellen mit zweidimensionaler Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit die aus den Registrierungen gewonnenen Werte für $\varrho_{s\parallel}$ und $\varrho_{s\perp}$ zu interpretieren.

4. Die Registriergeräte

In der angewandten Geophysik werden die drei unterschiedlichen Verfahren Magnetotellurik, erdmagnetische Tiefensondierung und geoelektrische Tiefensondierung zur Bestimmung des scheinbaren spezifischen Widerstandes als Funktion der Tiefe benutzt. Während die ersten beiden Verfahren, Magnetotellurik und erdmagnetische Tiefensondierung, den Induktionseffekt der natürlichen zeitlichen Schwankungen des Erdmagnetfeldes ausnützen, wird bei der geoelektrischen Tiefensondierung mit künstlich erzeugten und in die Erdoberfläche eingespeisten Feldern gearbeitet.

4.1. Die Registriergeräte der Magnetotellurik

In der Magnetotellurik werden zur Bestimmung von $\rho_s(z)$ Perioden der natürlichen Variationen des erdmagnetischen und erdelektrischen Feldes von etwa 10 bis 30000 sec benutzt. Das Verhältnis maximaler zu minimaler Amplitude der Variationen des Magnetfeldes ist etwa gleich 1 : 1000 (60 dB), unter der Berücksichtigung, daß die Amplituden der Frequenzen sich überlagern und längere Perioden noch zusätzlich existieren.

Das analoge Verhältnis zwischen maximaler und minimaler Amplitude des elektrischen Feldes ist sehr viel kleiner, da durch die Induktion die Amplituden kurzer Perioden vergrößert, die der langen verkleinert werden. Die Verhältnisse sind etwa 1 : 10 (2 dB).

4.1.1. Die Registriergeräte des Magnetfeldes

Registriert wurden die Magnetfeld-Variationen der zwei Horizontalkomponenten (H,D) mit netzbetriebenen Satturionskern-Magnetometern (Flux-Gate-Magnetometer) der Firma Dr. Förster/Reutlingen. Die Theorie der Flux-Gate-Magnetometer soll hier nicht behandelt werden. Eine ausführliche Darstellung findet sich bei KERTZ (1969). Die verwendeten Geräte hatten eine Empfindlichkeit von $\pm 0,2 \gamma$. Der Temperaturgradient war etwa gleich $0,15 \gamma/^{\circ}\text{C}$. Dieses Rauschen ist von ähnlicher Größenordnung wie die kürzesten, noch auswertbaren Perioden von etwa 10 sec mit ca. $\pm 0,1 \gamma$ Amplitude, sodaß hier durch das Meßgerät Grenzen gesetzt waren.

Nur die Digitaltechnik vermag die Dynamik von 60 dB der Magnetfeld-Variationen direkt aufzuzeichnen. Solche Geräte werden heute am Institut in München noch nicht eingesetzt, ihre zukünftige Verwendung aber erwogen.

Die heute verwendete analoge Technik erreicht im günstigsten Fall eine Dynamik von 40 dB, was eine Aufteilung des Periodenbandes bei der Aufzeichnung der Magnetfeld-Variationen bedingt.

Die langperiodischen Variationen (> 1000 sec) des Magnetfeldes wurden aus dem Ausgangssignal des Magnetometers herausgefiltert und auf Papierschreiber registriert. Um die kurzperiodischen Variationen (10 - 1000 sec) mit ihren kleinen Amplituden zu registrieren, war eine weitere Verstärkung des Originalsignales notwendig. Die Verstärkung wurde so gewählt, daß das nachgeschaltete, batteriebetriebene Magnetband bei einer Amplitude von etwa 10γ voll ausgesteuert war.

Neben den eben beschriebenen, netzabhängigen Magnetometern, wurde im Rahmen der Registrierungen für diese Arbeit erstmals ein batteriebetriebenes Magnetometer eingesetzt. Außer den beiden Horizontal-Komponenten wurde mit diesem Gerät auch die Vertikal-Komponente des Magnetfeldes gemessen,

sodaß dieses Gerät auch für die erdmagnetische Tiefensondierung eingesetzt werden konnte.

Eine ausführliche Beschreibung der Registriergeräte des Magnetfeldes findet sich bei GREINWALD (1972).

4.1.2. Die Registriergeräte des erdelektrischen Feldes

Am Institut für Angewandte Geophysik, München werden derzeit zwei verschiedene Feldmeßgeräte "Elektrographen" zur Registrierung der natürlichen Variationen des erdelektrischen Feldes eingesetzt. Der elektronische Aufbau beider Gerätetypen ist ähnlich. Sie unterscheiden sich vor allem in der Aufzeichnung der Variationen: zum einen auf Magnetband, zum anderen auf Film.

Es soll hier nur das Meßprinzip dargestellt werden. Ausführliche Darstellungen der Registriergeräte des erdelektrischen Feldes finden sich bei BEBLO (1971) und GREINWALD (1972).

Die Variationen des erdelektrischen Feldes wurden über unpolarisierbare Cu-CuSO_4 -Elektroden am Erdboden abgegriffen (Elektrodenauslage 25 - 50 m), verstärkt und gefiltert. Eine automatische Eichvorrichtung diente zur Anpassung an absolute Spannungsgrößen.

Der Bandedelektrograph zeichnet Variationen des erdelektrischen Feldes von 1 bis 5000 sec Periodendauer auf.

Der Filmelektrograph kann im zu registrierenden Periodenbereich verändert werden. Es können Perioden von 5 bis 30000 sec registriert werden.

Die folgende Abbildung 2 zeigt einige typische Registrierbeispiele des erdmagnetischen und erdelektrischen Feldes. Abbildung 3 zeigt zwei Montagen von Registrierungen gleichzeitiger Variationen des erdelektrischen und erdmagnetischen Feldes an mehreren Stationen im Meßgebiet.

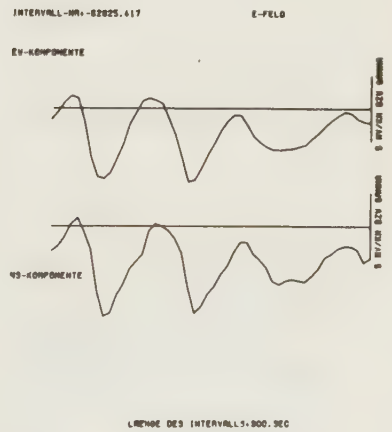
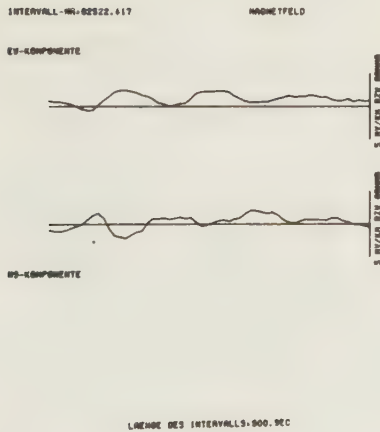
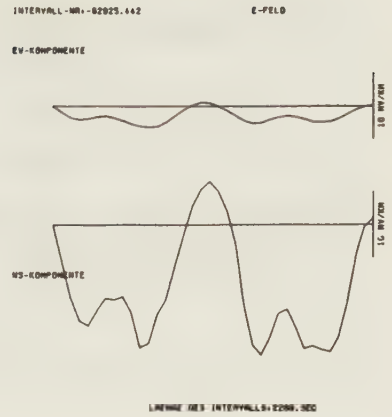
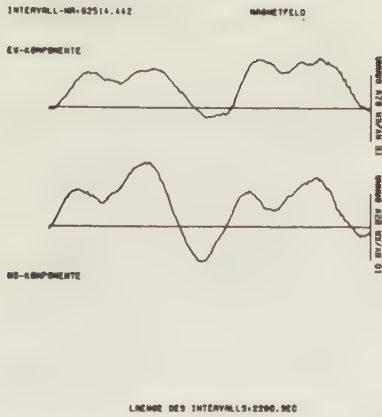
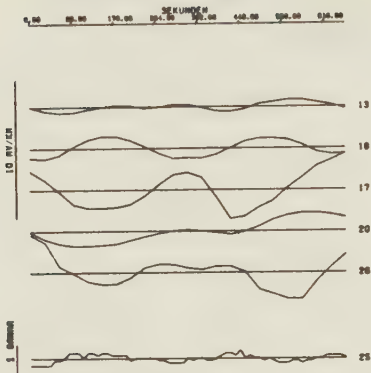
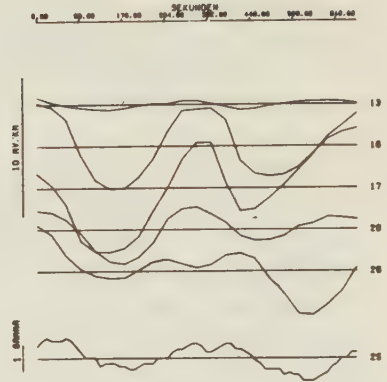


Abbildung 2

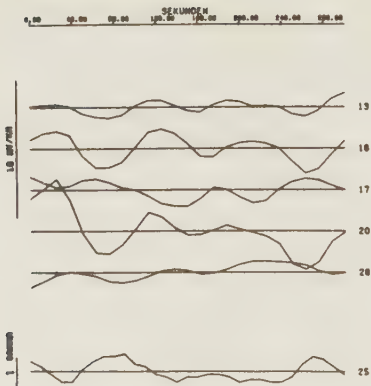
EW - BZW H-KOMPONENTE



WS - BZW O-KOMPONENTE



EW - BZW H-KOMPONENTE



WS - BZW O-KOMPONENTE

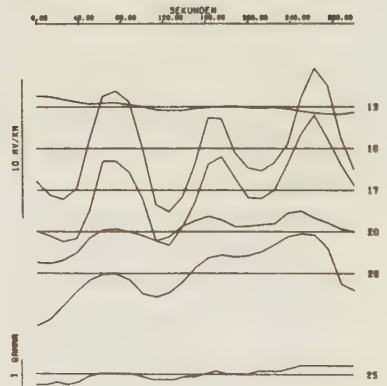


Abbildung 3

Abbildung 2

Registrierbeispiele zweier Intervalle des erdmagnetischen und erdelektrischen Feldes im Meßgebiet.

Obere Bildhälfte: Intervall Nr. 442, Intervall-Länge 2280 sec.

Magnetfeld: Station Mittersill (MIT), Salzachtal;

elektrisches Feld: Station Hintersee III (HIS III), Schieferhülle der Hohen Tauern.

Untere Bildhälfte: Intervall Nr. 417, Intervall-Länge 300 sec.

Magnetfeld: Station Mittersill (MIT), Salzachtal;

elektrisches Feld: Station Hintersee II (HIS II), Schieferhülle der Hohen Tauern.

Abbildung 3

Montagen zweier gleichzeitiger Variationen des erdmagnetischen und erdelektrischen Feldes an mehreren Stationen im Meßgebiet.

Magnetfeld:

Station Nr. 25 MIT, Mittersill, Salzachtal

elektrisches Feld:

Station Nr. 13 KÖS, Kössen, Sedimenttrog im Gebiet Kössen

Station Nr. 16 GRI, Griesenau, nördliches Kalkalpin

Station Nr. 17 STJ, St. Johann, nördliches Kalkalpin

Station Nr. 20 OBA, Oberaurach, nördliche Grauwackenzone

Station Nr. 26 TAU, Tauernhaus Spittal, Schieferhülle der
Hohen Tauern.

4.1.3. Die Zeitmarkierung

Die unterschiedlichen elektrischen Leitfähigkeiten des Untergrundes an jeder Meßstation bedingen nicht nur Amplituden-Unterschiede der natürlichen Schwankungen des erdmagnetischen und erdelektrischen Feldes, sondern auch Phasen-Differenzen (Zeitunterschiede) im Auftreten gleicher Effekte. Sowohl aus den Amplituden-Unterschieden als auch aus den Phasen-Differenzen in Abhängigkeit von der Periode lassen sich Aussagen über die Leitfähigkeits-Verteilung des Untergrundes machen.

Um die Phasen-Differenzen zwischen den Variationen des erdmagnetischen und erdelektrischen Feldes bestimmen zu können, ist die Kenntnis der absoluten Zeit an allen Stationen bei allen Registrierungen erforderlich. Die Meßgeräte des Magnetfeldes sowie die "Band"-Elektrographen sind mit doppelter Zeitmarkierung ausgerüstet: Schaltuhren und Zeitzeichenempfänger bzw. Quarzuhr. Um gegen Störungen der Elektronik sowie wechselnde Empfangsqualitäten für die Zeitzeichen-Empfänger gesichert zu sein, hat sich der Einsatz Batterie-betriebener, mit Stimmgabeln gesteuerter Schaltuhren der Bulova Watch Company bewährt. Nach Abzug des linearen Ganges erreicht man mit diesen Uhren eine Ganggenauigkeit besser $\pm 0,5$ sec/Tag. Diese Uhren erzeugen Minuten- und Stundenmarken, sowie alle vier Stunden eine Eichung, um die gemessenen Variationen an absolute Spannungsgrößen bzw. Magnetfeldamplituden anzupassen.

Daneben werden Zeitzeichen-Empfänger (HGB, 75 kHz bzw. Mainflingen, 77,5 kHz) benutzt. Neben Minuten- und Stundenmarken werden hierbei auch die Sekunden aufgezeichnet. Diese Sekundenimpulse werden bei der späteren Digitalisierung als Steuerimpulse benutzt.

Da in den Alpen die Empfangs-Qualitäten der Zeitzeichen-Empfänger meist sehr schlecht waren, wurden teilweise statt den Zeitzeichen-Empfängern Quarzuhren eingesetzt.

Die "Film"-Elektrographen sind derzeit nur mit den Bulova-Schaltuhren ausgerüstet. Um auch die Film-Elektrographen noch sicherer in der Zeitbestimmung zu machen, werden derzeit Quarzuhren eingebaut, sodaß auch die Film-Elektrographen demnächst mit zwei voneinander unabhängigen Zeitmarkierungen versehen sein werden.

4.2. Die Registriergeräte der erdmagnetischen Tiefensondierung

Neben dem oben erwähnten Batterie-betriebenen Flux-Gate-Magnetometer wurden an einzelnen Stellen im Meßgebiet Askania-Variographen eingesetzt. Die Variographen registrieren die beiden Horizontalkomponenten (H,D) sowie die Vertikalkomponente (Z) des Erdmagnetfeldes auf Film. Ihre Empfindlichkeit ist im Mittel gleich $3 \gamma/\text{mm}$. Eine Auswertung kürzerer Perioden als 100 sec ist bei diesen Geräten wegen der kleinen Amplituden solcher Variationen auf dem Film nicht mehr sinnvoll. Der Vorteil der Variographen liegt dagegen bei niederem Energiebedarf und langer Registrierung ohne Gerätebetreuung.

4.3. Die Registriergeräte der geoelektrischen Tiefensondierung.

Zur Bestimmung der spezifischen Widerstände typischer Gesteins-Einheiten der obersten 500 m Tiefe wurde ein Erdwiderstands-Messer der Firma Askania eingesetzt. Die Messungen wurden nach dem Schlumberger-Verfahren durchgeführt. Zwei feste, innere Elektroden messen den Spannungsabfall eines künstlichen elektrischen Gleichfeldes, das durch zwei äußere Wanderelektroden dem Boden eingespeist wird. Durch Vergrößern des Abstandes Wanderelektrode zu inneren Elektroden werden immer tiefer liegende Schichten erfasst. Das Meßgerät kann eine Leistung bis zu 1200 Watt abgeben.

5. Das Messgebiet

5.1. Die Registrierstationen

Die vom Verfasser für diese Arbeit ausgewerteten Registrierungen wurden an Meßstationen gewonnen, die im mittleren Bereich eines von der Ostsee bis zum adriatischen Meer reichenden Meßprofiles liegen, welches in etwa dem Meridian $12^{\circ} 25'$ östlicher Länge folgt.

Der nördliche Profilabschnitt im Bereich der Norddeutschen Leitfähigkeits-Anomalie wurde vor allem in den frühen sechziger Jahren intensiv studiert (SCHMUCKER 1959, WIESE 1965, PORSTENDORFER 1965).

SENGPIEL (1964), BERKTOLD (1964, 1969) und KIESSLING (1970) bearbeiteten den anschließenden Profilabschnitt zwischen der Böhmisches Masse und den Alpen.

Der Bereich zwischen Chiemsee und Reit im Winkl wurde von KEMMERLE (1973) mit geringem Stationsabstand eingehend untersucht. Es sollten spezielle Strukturen am Alpen-Nordrand studiert werden. Insbesondere sollte geklärt werden, ob gut leitfähige Sedimente unter den nördlichen Kalkalpen liegen.

Der südlich sich anschließende Profilabschnitt von der deutsch-österreichischen Grenze bis zum Alpen-Hauptkamm, den Hohen Tauern, soll in dieser Arbeit besprochen werden.

Die Fortsetzung des Meßprofiles südlich des Alpen-Hauptkammes bis zum adriatischen Meer ist für das kommende Jahr geplant.

Vom Verfasser wurden an 23 Stationen zwischen Molassetrog und den Hohen Tauern Messungen der Variationen des induzierten erdelektrischen Feldes durchgeführt. An 4 Stationen wurden dazu gleichzeitig die Variationen die Variationen des erdmagnetischen Feldes registriert.

Alle Stationen sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

Abbildung 4 zeigt das Meßgebiet, die Lage des Profiles und die Registrierstationen.

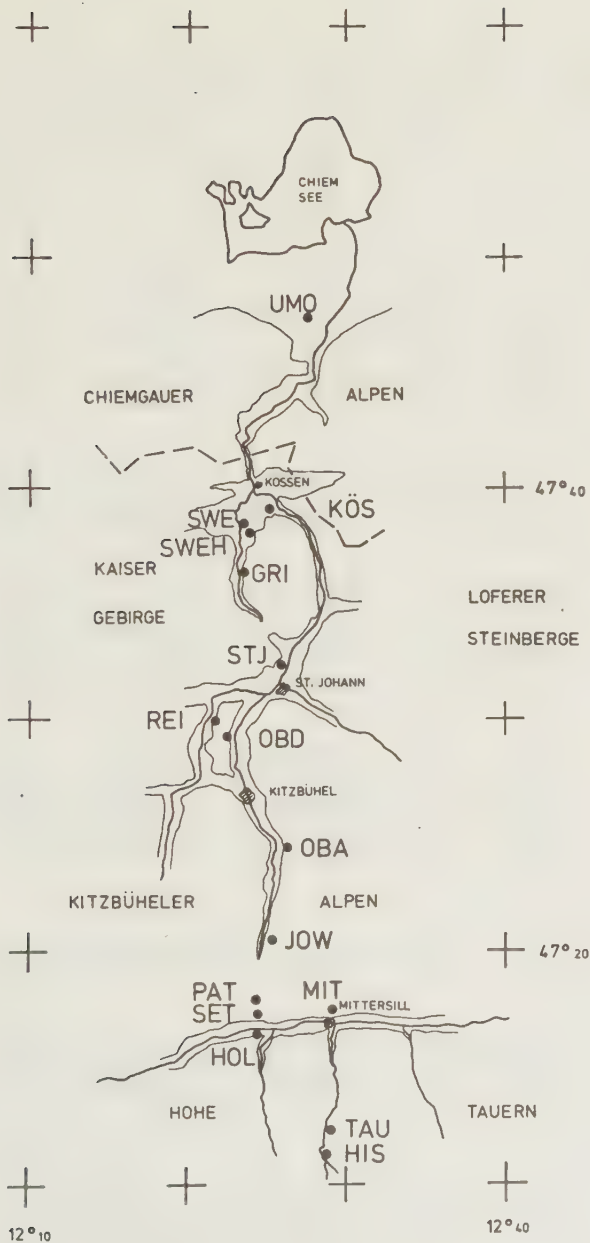


Abbildung 4

Das Meßgebiet und die Registrierstationen.

Tabelle 1

Ort	Abkür- zung	Stations- nummer	östl. Länge	nördl. Breite	Höhe ü. NN	Gesteins- einheit
Untermoosbach	UMO	03	12°27,47'	47°47,45'	530 m	Molasse
Kössen	KÖS	13	12°25,06'	47°39,32'	615 m	lokaler
Schwendt	SWE	14	12°23,63'	47°38,65'	650 m	Sediment-
Schwendt H	SWEH	15	12°23,94'	47°38,13'	745 m	trog
Griesenau	GRI	16	12°23,06'	47°35,92'	680 m	nördliches
St. Johann	STJ	17	12°26,00'	47°32,31'	649 m	Kalkalpin
Reith	REI	18	12°21,40'	47°29,86'	778 m	nördliche
Oberndorf	OB	19	12°21,85'	47°29,08'	780 m	Grauwacken-
Oberaurach	OBA	20	12°26,24'	47°24,64'	890 m	zone
Jochbergwald	JOW	21	12°25,24'	47°20,77'	1185 m	(Altpaläozoikum)
Paß Thurn	PAT	22	12°24,58'	47°17,97'	1220 m	
Seethal	SET	23	12°24,80'	47°17,50'	965 m	Salzach-
Hollersbach	HOL	24	12°24,42'	47°16,47'	802 m	tal
Mittersill	MIT	25	12°29,04'	47°17,51'	940 m	
Tauernhaus	TAU	26	12°28,77'	47°12,50'	1170 m	Schieferhülle
Hintersee III	HIS III	29	12°28,50'	47°11,46'	1314 m	der Hohen Tauern

Spezialstationen zum Studium des
Einflusses der Gelände-Topographie
auf das erdelektrische Feld

Hintersee I	HIS I	27	12°28,77'	47°11,30'	1340 m
Hintersee II	HIS II	28	12°28,77'	47°11,30'	1340 m
Hintersee IIa	HIS IIa	30	12°28,77'	47°11,30'	1340 m
1500 m	1500	31	12°28,96'	47°11,86'	1515 m
1700 m	1700	32	12°29,26'	47°11,89'	1695 m
1900 m	1900	33	12°29,48'	47°11,81'	1890 m
1100 m	1100	34	12°28,73'	47°12,77'	1080 m
1300 m	1300	35	12°29,11'	47°12,72'	1331 m
1450 m	1450	36	12°29,22'	47°12,55'	1460 m
1600 m	1600	37	12°29,39'	47°12,46'	1595 m
Laner Alm	LAA	38	12°24,82'	47°13,51'	1108 m
Leitner Alm	LEI	39	12°24,97'	47°14,27'	1050 m

Schieferhülle
der Hohen Tauern

5.2. Die Struktur des Maßgebietes an der Erdoberfläche und die elektrische Leitfähigkeit der oberflächennahen Gesteinseinheiten

Das Maßprofil beginnt in der Bayerischen Molasse (unter Einschluß der Registrierungen und Ergebnisse von KEMMERLE (1973) nördlich der deutsch-österreichischen Grenze), überquert Helvetikum, Flysch und erreicht die Formationen der ostalpinen Zone, die nördlichen Kalkalpen. Im Anschluß wird die nördliche Grauwackenzone überstrichen. Den südlichen Abschluß des Profiles bildet die Schieferhülle der Hohen Tauern mit Übergang zum Zentralgneis.

Abbildung 5 zeigt eine vereinfachte Geologie des Maßgebietes (entnommen ANGENSEISTER et al. (1972)).

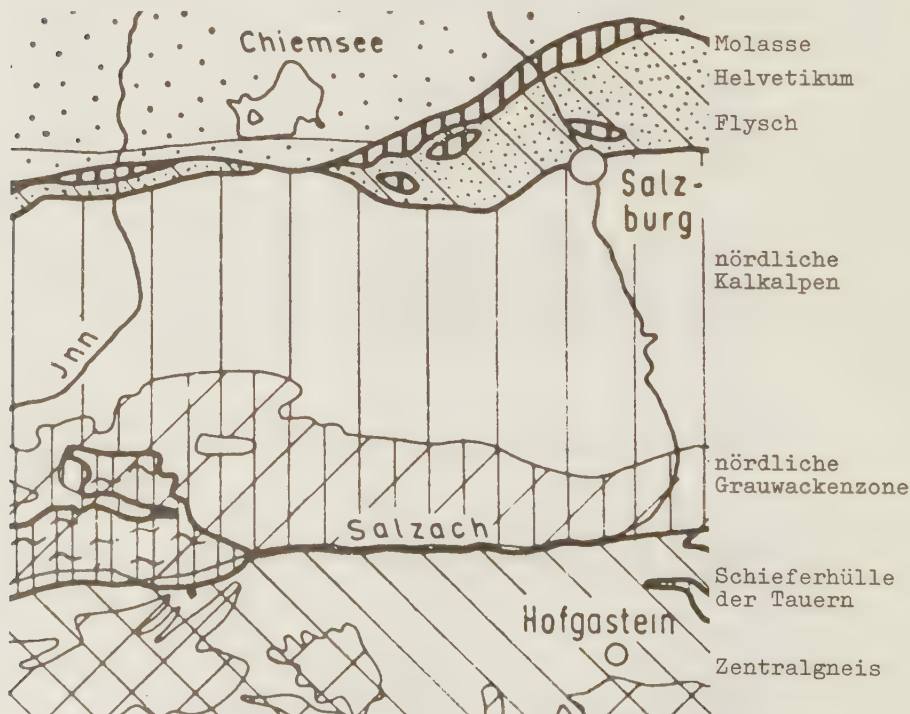


Abbildung 5. Vereinfachte Geologie des Maßgebietes
(entnommen ANGENSEISTER et al. (1972)).

Trotz der Vielfalt der Gesteins-Einheiten scheint es erlaubt, das Meßgebiet in einzelne Großstrukturen einzuteilen, um eine Korrelation zur elektrischen Leitfähigkeit der obersten Gesteinsschichten zu erhalten.

Nach bisherigen Messungen - geoelektrische Tiefensondierung, Schlumberger Verfahren - wurde für die Molasse-Sedimente ein spezifischer Widerstand von 5 - 30 Ω m erwartet. Der spezifische Widerstand des Helvetikums und Flysches ist gleich 70 - 300 Ω m. Im nördlichen Kalkalpin ist der spezifische Widerstand größer, wie z.B. für Hauptdolomit: 2000 Ω m, Wettersteinkalk: 6000 Ω m. Der spezifische Widerstand für das vorwiegend schieferige Altpaläozoikum ist kleiner: 800 bis 1200 Ω m, der spezifische Widerstand der Schieferhülle der Hohen Tauern dagegen etwas größer: 1000 bis 1500 Ω m. Der Zentralgneis hat noch sehr viel höhere Werte für den spezifischen Widerstand. In Kap. 7.2 wird dies noch ausführlich besprochen, vor allem der Einfluß des spezifischen Widerstandes der oberflächen-nahen Gesteine auf die ρ_s -Kurven.

Neben der Vielfalt der Gesteine weist das Profil noch eine Besonderheit auf. Es überquert südlich der deutsch-österreichischen Grenze im Bereich Kössen eine lokale Struktur des Untergrundes, die nicht repräsentativ für die Alpen ist. Es handelt sich um einen ausgedehnten Sedimenttrog, in dem Tiefbohrungen gut leitfähige Sedimente noch in 800 m Tiefe ergaben (FRITZ 1971). Der spezifische Widerstand dieses Sedimenttroges ist mit dem in der Molasse vergleichbar.

War schon die Geologie an der Oberfläche ein Faktor, der die Auswahl der Meßorte äußerst erschwerte, sodaß oft erst nach vielen Versuchen und heißen Diskussionen ein geeigneter Platz für die Meßstationen gefunden werden konnte, so behinderte vor allem eine Erscheinung des 20. Jahrhunderts die Messungen: Parallel zum Meßprofil verläuft die Transalpine Oelleitung von Triest nach Ingolstadt. Um die Pipe-

line auf Lecksicherheit zu kontrollieren, wird ständig ein Wechselstrom von etwa 3 Hz an die Rohrleitung angelegt. In unmittelbarer Nähe der Pipeline, die sich etwa 1 m unter der Erdoberfläche befindet, konnten Eigenpotentiale bis zu 1 Volt gemessen werden. Diese hohen Potentiale können von den Meßgeräten nicht direkt kompensiert werden, sodaß eine Registrierstation oft mit viel Mühe umgesetzt oder elektronisch umgebaut werden mußte.

6. Die Auswertung

Ziel der Auswertung ist eine Transformation der gemessenen Daten jeder Feldstation in den scheinbaren spezifischen Widerstand ρ_s und die Phasen-Differenz φ als Funktion der Periode. Harmonische Analyse sowie Methoden der Statistik werden dazu herangezogen.

Durch Vergleich der gemessenen Funktionen $\rho_s(T)$ und $\varphi(T)$ mit berechneten Modellen soll die Leitfähigkeits-Verteilung im Untergrund ermittelt werden. Dieser Weg vom Registriermaterial zur Leitfähigkeits-Verteilung des tieferen Untergrundes gliedert sich in mehrere Abschnitte, die im folgenden dargestellt werden (siehe dazu Abbildung 6, Blockdiagramm der Auswertung).

Im Institut vorhandene Rechenprogramme konnten weitgehend übernommen werden, teilweise wurden sie ergänzt sowie neue Rechenprogramme geschrieben.

6.1. Die Auswahl der Intervalle

Jedes Intervall, das zur Auswertung herangezogen werden soll, muß zeitgleich im elektrischen und magnetischen Feld registriert worden sein (Auswertung nach der Methode der Magnetotellurik). Einzelne Stationen wurden nach der Methode der Tellurik ausgewertet, hierbei ist eine gleichzeitige Registrierung jedes Intervalles im elektrischen Feld an Basis- und Wanderstation notwendig. Da mit Methoden der Statistik ausgewertet wird, müssen die Intervalle für die verschiedenen Wanderstationen des elektrischen Feldes nicht gleichzeitig sein.

Die Auswahl der Intervalle geschah über das Magnetfeld der Basisstation Mittersill im Salztal. Diese Meßstation befand sich im Keller eines Neubaus, an welchem

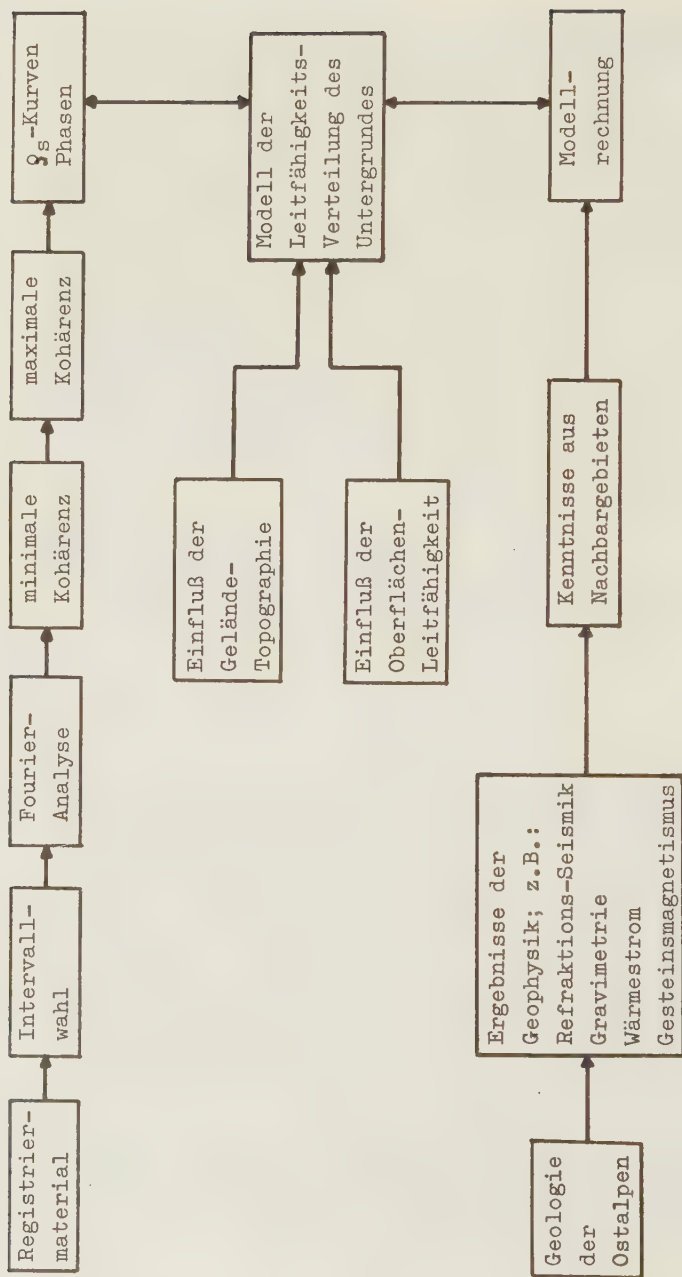


Abbildung 6. Blockdiagramm des Auswerteganges.

öfters gearbeitet wurde, sodaß das gemessene Magnetfeld leider oftmals verfälscht worden war.

Hauptforderung an die auszuwählenden Intervalle ist: Störungsfreie Registrierung, deutlich sichtbare Variationen sowie eine gleichmäßige Verteilung der Intervalle einer Station über den gewünschten Periodenbereich.

Im Durchschnitt wurden pro Meßstation etwa 30 Intervalle zur Auswertung benutzt (Periodenbereich 15 - 1800 sec).

6.2. Die Digitalisierung

Zur Auswertung wurden elektronische Großrechenanlagen benutzt, was ein Umsetzen der kontinuierlichen (analogen) Feldregistrierungen in Reihen diskreter (digitaler) Werte notwendig machte.

6.2.1. Die Digitalisierung vom Band

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Änderungen der Zeitmarkierung der mit Magnetband betriebenen Meßstationen durchgeführt, sodaß auch die automatische Band-Digitalisierung geändert werden mußte.

Zum rationellen Digitalisieren des Meßmaterials wurde eine Geschwindigkeits-Transformation um den Faktor 20 bzw. 40 durchgeführt. Als Analog-Digital-Wandler diente ein Digitalvoltmeter, dem das analoge Registriersignal anliegt. Als Trigger-Impuls zur Ablesung diskreter Spannungswerte wurde der bei der Registrierung mit aufgespielte Sekundenimpuls der Quarzuhr bzw. des Zeitzeichen-Empfängers benutzt. Dies hat den Vorteil, das wechselnde Gleichlauf-Eigenschaften der Bandgeräte an Aufnahme- und Wiedergabe-seite nicht in die Digitalisierung eingehen. Der originale Sekundenimpuls wird verstärkt und über einen monostabilen

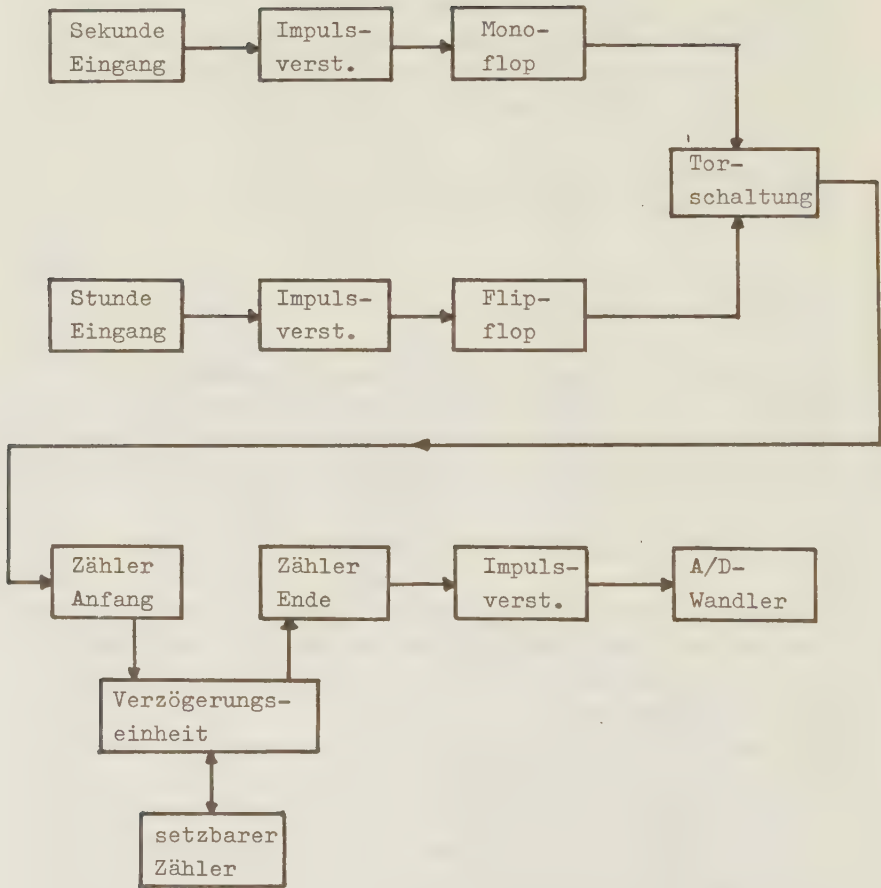


Abbildung 7

Blockschaltbild der automatischen Digitalisiereinheit.

Multivibrator in Flankensteilheit und Impulslänge der Geschwindigkeits-Transformation von 1 auf 20 bzw. 40 Hz angepasst. Hierzu und zum Folgenden siehe Abbildung 7, das Blockschaltbild der automatischen Band-Digitalisierung.

Jedes Intervall beginnt zeitlich unterschiedlich, sodaß ein Nullpunkt für den Start des automatischen Digitalisierens festgelegt werden muß. Dazu dient der Stunden-Impuls vor Beginn eines jeden Intervalles. Der Stunden-Impuls öffnet ein Tor, wodurch der Trigger-Impuls (ehemaliger Sekunden-Impuls) einen einstellbaren Zähler erreicht, der die (original) Sekunden von der Stunden-Marke bis zum Intervall-Beginn zählt. Nach Erreichen dieser vorher eingestellten Zahl beginnt die Digitalisierung. Um den Datenfluß in gewissen Grenzen zu halten, wird jedoch nicht bei jedem nun folgenden Trigger-Impuls ein Meßwert abgelesen. Der Trigger-Impuls kann durch einen setzbaren Zähler so gesteuert werden, daß, je nach Wahl, nur alle 1,2,3,4,5 u.s.w. Impulse ein Meßwert abgelesen wird. Dieser "verzögerte" Trigger-Impuls steuert einen mechanischen Zähler, der vorher auf die Zahl der zu digitalisierenden Werte pro Intervall eingestellt wurde und nach Erreichen der eingestellten Zahl die Anlage abschaltet. Bei jedem Zähl-Impuls nimmt nun das Digitalvoltmeter eine Ablesung vor. Der jeweilige digitalisierte Wert des Registrier-Signales wird über einen Schnellstanzer auf Lochstreifen ausgestanzt.

Kontrolliert wird die Digitalisierung durch einen Schnellschreiber, welcher die zu digitalisierende Originalspur, den Trigger-Impuls und den ursprünglichen Sekunden- und Stunden-Impuls aufzeichnet.

Für die nahe Zukunft ist zur Digitalisierung ein Prozeßrechner vorgesehen, sodaß während der Digitalisierung gleich erste Kontrollrechnungen des Datenflusses vorgenommen werden können. Diese Anlage befindet sich zur Zeit im Aufbau. Ich will daher an dieser Stelle nicht auf die damit verbundenen Probleme eingehen.

6.2.2. Die Digitalisierung vom Film

Die Digitalisierung von Film (Variationen des elektrischen Feldes) und Papierschrieb (Variationen des Magnetfeldes mit Perioden größer 1800 sec) wird von Hand durch ein Nachfahr-Gerät (pencil follower) durchgeführt. Es werden äquidistante Ablesungen mit Hilfe eines incremental arbeitenden Digital-voltmeters vorgenommen. Der Incremental-Betrieb erlaubt freie Wahl für Beginn und Ende eines Intervalles, wodurch Fehler wegen unterschiedlichen Filmgeschwindigkeiten ausgeschaltet werden. Die Digitalisierung in äquidistanten Schritten reduziert das anfallende Datenmaterial, da nur noch der Ordinaten-Wert jedes zu digitalisierenden Punktes auf Lochstreifen ausgestanzt werden muß.

Den so erhaltenen Datensätzen werden noch notwendige Parameter wie Größe der Eichung (Eichfaktor), Intervalllänge T_0 , gewünschte Anzahl der zu berechnenden Harmonischen, Intervallnummer u.s.w. zugefügt.

Zur Kontrolle der Digitalisierung werden die digitalisierten Werte rechnerisch in einen analogen Schrieb zurückverwandelt und aufgezeichnet. Ein Vergleich dieser Zeichnungen mit den Original-Intervallen zeigt etwa vorhandene Fehler der Digitalisierung.

Ein weiteres Rechenprogramm ermöglicht selbständiges Korrigieren falscher Werte durch den Rechner. Diese Fehlersuche ist im allgemeinen den Plott-Zeichnungen vorzuziehen, da hierbei deutlich weniger Rechenzeit und Speicherplatz beansprucht wird.

6.3. Die Fourier-Analyse und die Perioden-Trennung

Bei der Fourier-Analyse wird die durch die Digitalisierung erhaltene Zeitreihe der Länge T_0 umgewandelt in die Reihe

$$\begin{aligned} E(t) &= A_0 + \sum_{k=1}^n (A_k \cos k\omega t + B_k \sin k\omega t) = \\ &= A_0 + \sum_{k=1}^n C_k \cos(k\omega t - \varphi_k) \end{aligned}$$

$$\text{mit } \omega = \frac{2\pi}{T_0}, \quad C_k = \sqrt{A_k^2 + B_k^2}, \quad \varphi_k = \arctan \frac{B_k}{A_k}.$$

Berechnet wird eine Summe von Schwingungen der Periode

$$T_k = \frac{T_0}{k}, \quad k = 1, \dots, n$$

mit der Amplitude C_k , Phase φ_k bzw. den Fourier-Koeffizienten A_k und B_k .

Ist die Zeitreihe, die der Fourier-Analyse unterworfen wird, durch N Punkte gegeben, so stellt für $n = (N-1)/2$ die Fourier-Summe die identische Zeitreihe dar, sodaß keine Information verloren geht.

Die bei der Fourier-Analyse berechnete Summe der Schwingungen der Periode $T_k = T_0/k$ stimmt im allgemeinen nicht mit der Periode einer natürlichen Schwingung überein. Die "natürliche" Periode wird unter den benachbarten Fourier-Perioden aufgeteilt. Die Intervalllänge = Grundperiode bestimmt diese Aufteilung.

Um den Einfluß der Grundperiode auszuschalten, sowie um eine statistische Auswertung vornehmen zu können, müssen die Fourier-Koeffizienten jeder Station nach der Periode geordnet werden. Benachbarte Perioden werden dazu nach Tabelle 2 zu Gruppen geordnet. Diese Einteilung ist willkürlich, sie wurde so gewählt, um eine angenähert logarithmische Teilung zu erhalten.

Tabelle 2

Mittlere Periode (sec)	Periodenintervall (sec)
15	10 - 20
25	20 - 30
35	30 - 40
50	40 - 60
70	60 - 80
100	80 - 120
150	120 - 180
240	180 - 300
400	300 - 500
600	500 - 800
1000	800 - 1200
1800	1200 - 2400

6.4. Die Minimale Kohärenz

Die Auswertung und Interpretation der gemessenen Zeit-Variationen von magnetischen und elektrischen Feldern (Magnetotellurik) ist schwierig, da beim heutigen Stand der Großrechenanlagen nur ein- bzw. zweidimensionale Modelle der Leitfähigkeits-Verteilung berechnet werden können. Meist liegt jedoch im Meßgebiet dreidimensionale Leitfähigkeits-Verteilung des Untergrundes vor.

HAAK (1968, 1970) gab mit der Methode der minimalen Kohärenz und der maximalen Kohärenz (siehe Kap. 6.6) ein Lösungsverfahren an, wobei eine in der Natur vorhandene dreidimensionale Leitfähigkeits-Verteilung durch zweidimensionale Modelle angenähert wird.

Man denkt sich die für das Meßgebiet in Wirklichkeit repräsentative dreidimensionale Leitfähigkeits-Verteilung zerlegt in aufeinander folgende Blöcke mit zweidimensionalen Leitfähigkeits-Strukturen. Jetzt kann man das unterschiedliche Verhalten von magnetischen- und elektrischen Feld an Grenzen zweidimensionaler Leitfähigkeits-Strukturen ausnützen. Für das elektrische Feld gilt hierbei:

1. Die Amplituden der zur Grenze parallelen Komponente des elektrischen Feldes sind an beiden Seiten der Grenze gleich groß.
2. Die zur Grenze senkrechte Komponente des elektrischen Feldes ist beiderseits der Grenze gleich dem reziproken Leitfähigkeits-Verhältnis.

Die in NS- bzw. EW-Auslagen registrierten Feldkomponenten des elektrischen Feldes spiegeln diese Gesetzmäßigkeit wieder. Meist ist jedoch die zweidimensionale Leitfähigkeits-Verteilung nicht nach dem bei der Messung gewählten Koordinatensystem (NS-EW) ausgerichtet, sondern irgendwie orientiert. Man registriert daher normalerweise in jeder Komponente des elektrischen Feldes die Überlagerung der Amplituden der zu einer Grenze parallelen und senkrechten

Komponente, d.h. die gemessenen Komponenten sind teilweise zueinander proportional.

Um die Streichrichtung der durch den Untergrund bedingten zweidimensionalen Leitfähigkeits-Struktur zu finden, sucht man jenes Koordinatensystem, in dem die Komponenten des elektrischen Feldes nicht mehr zueinander proportional sind. Hierzu kann man die Methode der minimalen Kohärenz heranziehen.

Sind die beiden Zahlenfolgen der im Gelände registrierten Feldkomponenten

$$(26) \quad \begin{aligned} EW &:= \underline{X} = Ax + iBx \\ NS &:= \underline{Y} = Ay + iBy \end{aligned} \quad \begin{array}{l} \underline{X}, \underline{Y} \text{ komplexwertige Fourier-} \\ \text{koeffizienten} \end{array}$$

linear abhängig, so ist ihre Kohärenz

$$\text{koh}(EW, NS) > \sqrt{4/k}.$$

Dabei ist:

$k = \text{Freiheitsgrad} = N - 1$, $N = \text{Zahl der Fourierkoeffizienten}$
(Bei vollständiger linearer Abhängigkeit ergibt sich:
 $\text{koh} = 1$).

Ist man dagegen im Koordinatensystem der Leitfähigkeits-Struktur, so wird

$\text{koh}(EW, NS) < \sqrt{2/k}$ (Kohärenz von Zufallsreihen).

Die Kohärenz erreicht den "theoretischen" Wert $\text{koh} = 0$ bei vollkommener linearer Unabhängigkeit.

Die lineare Unabhängigkeit der Zeitreihen wird nach folgender Gleichung bestimmt:

$$(27) \quad \text{koh}(\underline{X}, \underline{Y}) = \frac{\sqrt{\left(\sum_{i=1}^N (A_{\underline{X}}^i A_{\underline{Y}}^i + B_{\underline{X}}^i B_{\underline{Y}}^i) \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^N (B_{\underline{X}}^i A_{\underline{Y}}^i - A_{\underline{X}}^i B_{\underline{Y}}^i) \right)^2}}{\sqrt{\sum_{i=1}^N ((A_{\underline{X}}^i)^2 + (B_{\underline{X}}^i)^2) \sum_{i=1}^N ((A_{\underline{Y}}^i)^2 + (B_{\underline{Y}}^i)^2)}}$$

Diese Gleichung lässt sich darstellen als:

$$(28) \quad \text{koh}(\underline{X}, \underline{Y}) = \frac{\sqrt{C_{xy}^2 + S_{xy}^2}}{\sqrt{C_{xx} C_{yy}}}$$

C_{xy} = Wirkspektrum der Zahlenfolgen

S_{xy} = Blindspektrum der Zahlenfolgen

C_{xx}, C_{yy} = Powerspektrum der Zahlenfolgen.

Der analoge Rechengang gilt auch für die Komponenten des Magnetfeldes mit den Zahlenfolgen:

$$(29) \quad \begin{aligned} D &.= \underline{X}_0 = Ax_0 + iBx_0 \\ H &.= \underline{Y}_0 = Ay_0 + iBy_0 . \end{aligned}$$

Ausgehend vom Azimut der Meßaufstellung wird nach Gleichung (28) die Kohärenz zwischen den Komponenten des erd-elektrischen-, sowie des erdmagnetischen Feldes für alle Periodengruppen berechnet. Anschließend wird das Koordinaten-System um $\alpha = 2^\circ$ gedreht, und wieder die Kohärenz berechnet. Diese Drehung des Systems wird bis $\alpha = 90^\circ$ durchgeführt. Jetzt wiederholen sich die berechneten Werte der Kohärenz, da folgende Symmetrie-Eigenschaft besteht: $\text{koh}(\alpha) = \text{koh}(\alpha + n \cdot 90^\circ)$, n ganzzahlig.

Als Ergebnis erhält man die Kohärenzrosetten. Ein Beispiel zeigt Abbildung 8: Die Rosetten für die Komponenten des elektrischen Feldes der Station HIS III, sowie für die Komponenten des Magnetfeldes an der Bezugsstation MIT.

Auffallend sind zwei Ergebnisse:

1. Die Kohärenzrosetten des erdelektrischen Feldes haben deutliche Minima $\longrightarrow$ Vorzugsrichtung (Kap. 6.5)
2. Die Minima der Kohärenz von erdelektrischen- und erdmagnetischen Feld stehen nicht senkrecht aufeinander, sondern sind gegeneinander verdreht.

zu 1. Die starken Minima der Kohärenz des erdelektrischen Feldes deuten auf zumindest zweidimensionale Leitfähigkeits-Verteilung im Untergrund. Die Richtung des Minimums der Kohärenz unter Einschluß der benachbarten Stationen zeigt im Mittel in Streichrichtung der Leitfähigkeits-Verteilung.

zu 2. Die Richtung der Minima der Kohärenz des erdelektrischen Feldes ist nicht orthogonal zur Richtung der Minima der Kohärenz des erdmagnetischen Feldes. Dies deutet auf laterale Änderung der Leitfähigkeits-Verteilung im Untergrund hin.

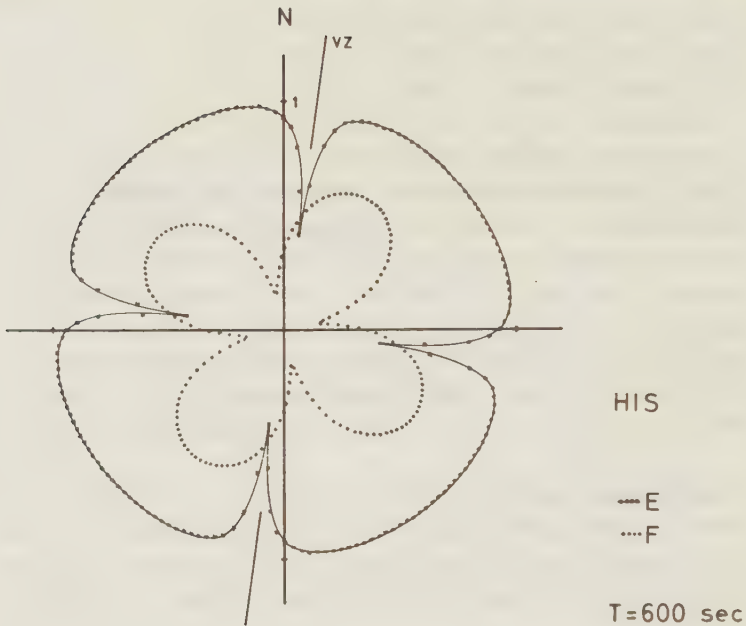


Abbildung 8

Beispiel einer Kohärenzrosette (minimale Kohärenz),
Station Hintersee (HIS), Periodengruppe 600 sec.

Die Kohärenz des erdelektrischen Feldes zeigt ein deutliches Maximum ($\text{koh} \approx 1$), was auf starke Polarisation weist, die durch den Untergrund bestimmt ist. Die Kohärenz des erdelektrischen Feldes hat ein deutliches Minimum = $\approx$ Vorzugsrichtung (VZ) des erdelektrischen Feldes am Ort der Meßaufstellung.

Die Kohärenz des Magnetfeldes hat kein ausgeprägtes Maximum, also keine starke Polarisation durch den Untergrund. Die Minima der Kohärenz des Magnetfeldes werden durch die Verteilung der Anregungs-Richtungen bestimmt.

6.5. Die Vorzugsrichtung des erdelektrischen Feldes

Definition nach ANGENSEISTER, BERKTOLD, SENGPIEL (1965):

Nach Zusammensetzen der Horizontalkomponenten des erdelektrischen Feldes zu einem Vektordiagramm, erhält man im allgemeinen für eine Variation eine ellipsenähnliche Figur. Die mittlere Richtung der Ellipsen-Hauptachsen vieler Vektordiagramme nennt man die Vorzugsrichtung des erdelektrischen Feldes.

Eine weitere Definition der Vorzugsrichtung gab REITMAYR (1971): Aus den Fourier-Koeffizienten jeder Harmonischen werden die Ellipsen-Halbachsen bestimmt. Der mit der Amplitude bewichtete Mittelwert der Winkel (positiv über Ost), den die große Halbachse der Ellipsen mit der Nordrichtung einschließt, ist die Vorzugsrichtung.

Eine dritte Definition der Vorzugsrichtung gab HAAK (1968) mit der Methode der minimalen Kohärenz (siehe Kap. 6.4): Die Richtung des Minimums der Kohärenz zwischen den Folgen der Fourier-Koeffizienten der Horizontalkomponenten des elektrischen Feldes an einer Meßstation für jede Periodengruppe stellt die Vorzugsrichtung dar.

Alle drei Definitionen sind gleichwertig und führen zum selben Ergebnis. Im Rahmen dieser Arbeit wurde zur Bestimmung der Vorzugsrichtung die Methode der minimalen Kohärenz angewendet. Es wurden die Vorzugsrichtungen des erdelektrischen Feldes in Abhängigkeit von der Periode für alle Stationen berechnet. Die Vorzugsrichtungen des Magnetfeldes sind statistisch verteilt, was auf eine Gleichverteilung der Anregungs-Richtung hindeutet.

Die oben erwähnten drei gleichwertigen Definitionen der Vorzugsrichtung des erdelektrischen Feldes besitzen einen gemeinsamen "Schönheitsfehler", da in ihnen die Vorzugsrichtung noch von der Verteilung der Anregungs-Richtung abhängig ist.

KIESSLING (1970) untersuchte dieses Problem näher. Er gab sich verschiedene Polarisations-Richtungen des Magnetfeldes vor, und suchte jeweils die kohärente Komponente des elektrischen Feldes. Das Ergebnis hat HAAK (persönliche Mitteilung) für linear polarisierte Felder in folgender Gleichung vervollständigt (siehe dazu Abbildung 9).

$$(30) \quad \psi(E) = \arctan \left(\frac{|z_{\perp}|}{|z_{\parallel}|} \tan(\psi(F) + 90^{\circ}) \right)$$

$\psi(E)$ = Polarisations-Richtung des erdelektrischen Feldes

$\psi(F)$ = Polarisations-Richtung des erdmagnetischen Feldes

$\frac{|z_{\perp}|}{|z_{\parallel}|}$ = Verhältnis der Übertragungs-Funktionen der Feldkomponenten senkrecht und parallel zu einer zweidimensionalen Streichrichtung der elektrischen Leitfähigkeit.

Bei eindimensionaler Leitfähigkeits-Verteilung gibt es keinen Unterschied zwischen $z_{\perp}$ und $z_{\parallel}$, elektrisches- und magnetisches Feld sind orthogonal, d.h. alle Punkte liegen auf der Geraden $\perp$, da $\psi(E) - \psi(F) = 90^{\circ}$.

Bei zweidimensionaler Leitfähigkeits-Verteilung winden sich die Punkte in Art einer "Schlangenlinie" um die Gerade $\perp$. An den Schnittpunkten der Schlangenlinie mit der Geraden $\perp$ ist das elektrische Feld parallel oder senkrecht zur zweidimensionalen Streichrichtung des Untergrundes gerichtet. Das durch den Untergrund vorgegebene Verhältnis $|z_{\perp}|/|z_{\parallel}|$ bestimmt die Stärke der Polarisation des elektrischen Feldes, d.h. die "Entartung" der Schlangenlinie in eine Punktwolke entlang der Geraden $\psi(E) = \text{const} = \text{VZ}$ (siehe dazu auch Abbildung 12, Kap. 6.5.1).

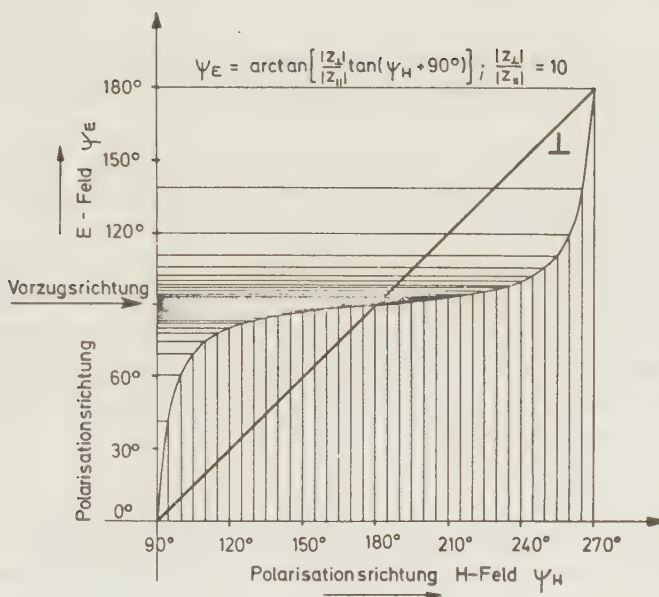


Abbildung 9

Darstellung der Entstehung einer Vorzugsrichtung des irdischen elektrischen Feldes (nach HAAK, persönliche Mitteilung). Aufgetragen die Polarisations-Richtung des irdischen elektrischen Feldes gegenüber der Polarisations-Richtung des induzierenden Magnetfeldes. Bei eindimensionaler Leitfähigkeits-Verteilung liegen alle Punkte auf der Geraden 1. Bei zweidimensionaler Leitfähigkeits-Verteilung winden sich die Punkte entlang einer "Schlangenlinie" um die Gerade 1. Das durch den Untergrund vorgegebene Verhältnis $|z_\perp|/|z_\parallel|$ bestimmt die Stärke der Polarisation des irdischen elektrischen Feldes und damit die Bildung einer Vorzugsrichtung.

6.5.1. Die Vorzugsrichtung des erdelektrischen Feldes im Meßgebiet

In den folgenden Abbildungen sind die Vorzugsrichtungen des erdelektrischen Feldes an allen Stationen im Meßgebiet dargestellt.

Abbildung 10 zeigt (von Norden nach Süden) die Vorzugsrichtungen des erdelektrischen Feldes an den Stationen als Funktion der Periode.

Abbildung 11 zeigt das Meßgebiet mit den für die Stationen typischen Vorzugsrichtungen des erdelektrischen Feldes. Ebenfalls dargestellt in Abbildung 11 sind die Vorzugsrichtungen des elektrischen Feldes an den von KEMMERLE (1973) ausgewerteten Stationen nördlich der deutsch-österreichischen Grenze.

Nur die beiden Stationen KÖS und SWE zeigen eine periodenabhängige Vorzugsrichtung, die in etwa der Anregungs-Richtung des Magnetfeldes folgt, wie es z.B. bei eindimensionaler Leitfähigkeits-Verteilung des Untergrundes der Fall ist. Eindimensionale Leitfähigkeits-Verteilung und damit eine Auswertung nach der Theorie von Cagniard (siehe Kap.3) kann aber wegen der Ungleichheit der φ_{SII} - und φ_{SII} -Kurven dieser Stationen (siehe Kap. 6.7) nicht angenommen werden. Eine mögliche Interpretation der Vorzugsrichtung des erdelektrischen Feldes an diesen beiden Stationen ist der Sedimenttrog in diesem Gebiet (siehe Kap. 5.2). Da seine Ausdehnung kleiner ist als der Induktionsraum, ist sein Einfluß auf das erdelektrische Feld nicht richtungsabhängig. Man kann den Sedimenttrog im Gebiet Kössen daher wie eine Rotationssymmetrische Struktur betrachten. Bei Rotationssymmetrischer Leitfähigkeits-Verteilung folgt die Richtung des elektrischen Feldes der Richtung des Magnetfeldes.

Für die Vorzugsrichtung des erdelektrischen Feldes aller weiteren Stationen im untersuchten Meßgebiet ist die starke Polarisierung des elektrischen Feldes typisch, unab-

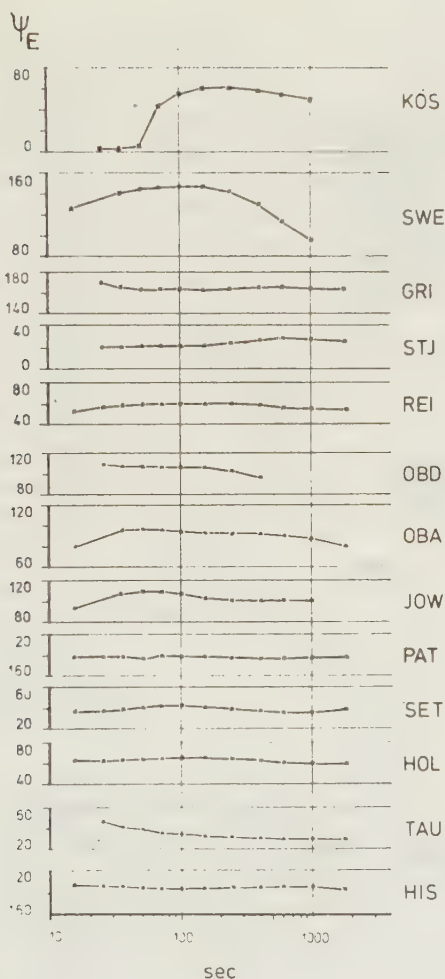


Abbildung 10

Die Vorzugsrichtung des erdelektrischen Feldes an den Registrierstationen im Meßgebiet (von Norden nach Süden) als Funktion der Periode, berechnet nach der Methode der minimalen Kohärenz. Nur die beiden nördlichsten Stationen (KÖS, SWE) zeigen in der Vorzugsrichtung eine Periodenabhängigkeit. Alle anderen Stationen besitzen eine perioden-unabhängige Vorzugsrichtung des erdelektrischen Feldes.

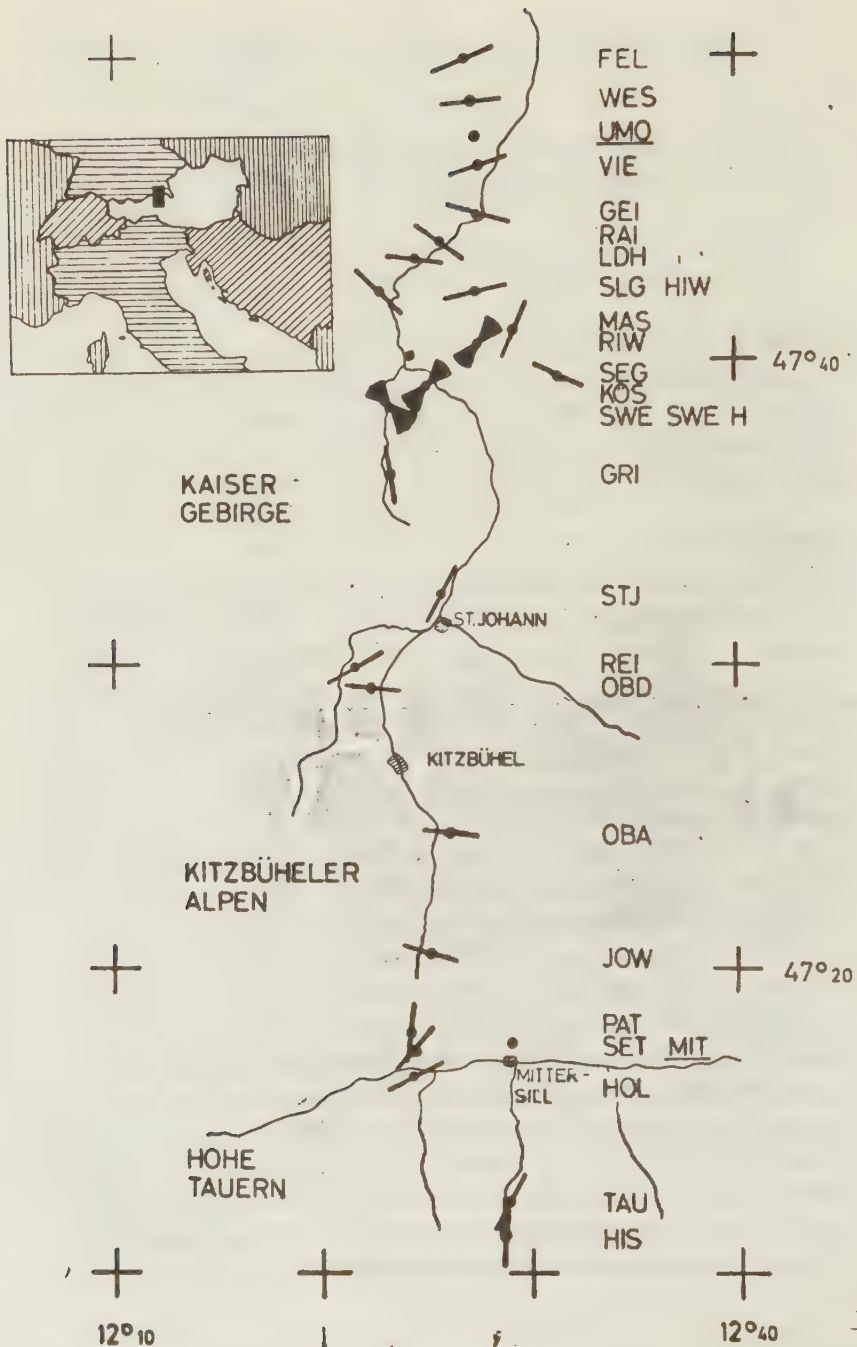


Abbildung 11.

hängig von der Periode. Die Vorzugsrichtung des elektrischen Feldes an allen diesen Stationen wird durch laterale Leitfähigkeits-Unterschiede im Untergrund bestimmt.

Die Station PAT ist als Beispiel der starken Polarisierung des elektrischen Feldes an allen Stationen südlich SWE in Abbildung 12 dargestellt. Dargestellt ist die Polarisationsrichtung $\psi(E)$ des elektrischen Feldes gegen die des Magnetfeldes $\psi(F)$, (Darstellung analog zu Abbildung 9, Kap. 6.4).

Bei einer eindimensionalen Leitfähigkeits-Verteilung ist $\psi(E) - \psi(F) = 90^\circ$, alle Punkte müßten entlang der Geraden $\perp$ liegen.

Ist eindimensionale Leitfähigkeits-Verteilung im Untergrund nicht gegeben, winden sich die Punkte in Art einer "Schlangenlinie" um die Gerade $\perp$. Dies ist in etwa der Fall bei den Stationen KÖS und SWE.

An allen anderen Stationen im Meßgebiet (siehe das Beispiel der Station PAT, Abbildung 12) überwiegt der Einfluß der lateralen Änderung der Leitfähigkeits-Verteilung im Untergrund, sodaß alle Punkte entlang der Geraden $\psi(E) = \text{const} = \text{Vorzugsrichtung}$ liegen.

An der Darstellung $\psi(E)$ gegen $\psi(F)$ kann auf einen typischen, fehlerhaften "Auswerteeffekt" hingewiesen werden. Wählt man die zur Auswertung bestimmten Intervalle anhand der Registrierungen des erdelektrischen Feldes aus, so sucht man naturgemäß nach Intervallen, welche "schöne" Effekte und Variationen zeigen. Diese Auswahl nach "schönen" Intervallen bewirkt jedoch, daß bevorzugt Intervalle

Abbildung 11

Die Vorzugsrichtung des erdelektrischen Feldes (kleine Striche bzw. Doppeldreiecke) an allen Stationen im Meßgebiet, einschließlich der von KEMTERLE (1973) ausgewerteten Stationen nördlich der deutsch-österreichischen Grenze.

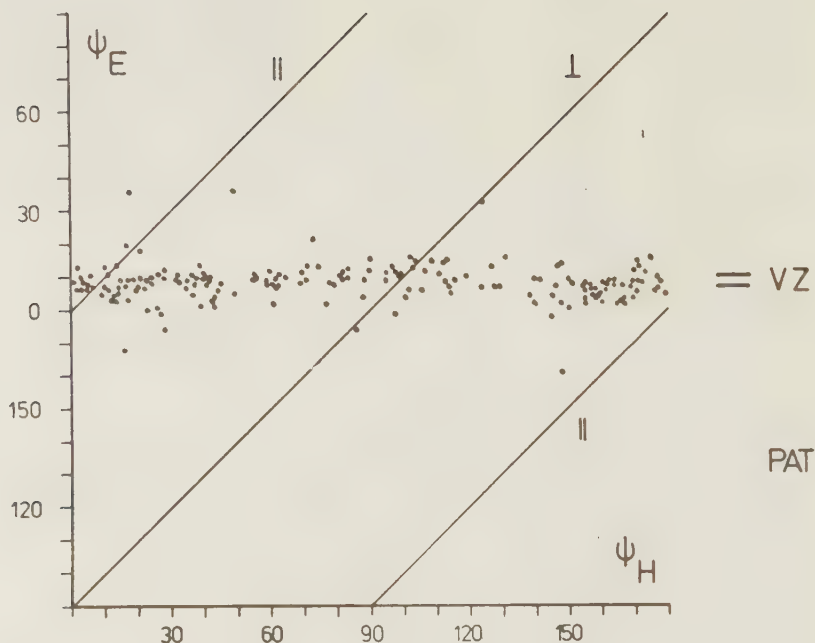


Abbildung 12

Beispiel der starken Polarisierung des erdelektrischen Feldes an nahezu allen Stationen im Untersuchungsgebiet (hier Station PAT, Paß Thurn). Dargestellt ist die Polarisations-Richtung ψ_E des elektrischen Feldes in Abhängigkeit von der Polarisations-Richtung ψ_H des anregenden magnetischen Feldes. Diese starke Polarisierung des elektrischen Feldes weist auf laterale Leitfähigkeits-Kontraste im Untergrund hin.

gewählt werden, bei denen das Magnetfeld senkrecht zur Vorzugsrichtung des erdelektrischen Feldes steht. Man erhält dann bei der Darstellung der Polarisierung ein Maximum der Punktwolke für $\psi(E) = \psi(VZ) \pm 90^\circ$.

Um diesen Effekt auszuschalten, wurden für die vorliegende Auswertung alle Intervalle an Hand des Magnetfeldes ausgewählt. Die Verteilung der Punkte über den anregenden Bereich des Magnetfeldes ist dadurch statistisch besser verteilt.

6.5.2. Die Deutung der Vorzugsrichtung des erdelektrischen Feldes im Meßgebiet

Ausgehend von Abbildung 13, wo die Vorzugsrichtungen des erdelektrischen Feldes im Meßgebiet zusammen mit den Gesteins-Einheiten an der Erdoberfläche dargestellt sind, fallen typische Merkmale auf. Man hat jedoch zu beachten, daß in dieser Abbildung nur ein vereinfachtes Bild der tatsächlichen Gesteins-Einheiten im Meßgebiet dargestellt sind. Vorallem die mannigfaltige Vielfalt der Gesteine an der Oberfläche ist in dieser Darstellung nicht berücksichtigt.

Die Vorzugsrichtungen des elektrischen Feldes an den Stationen der bayerischen Molasse stehen parallel zum Streichen dieses guten Leiters. Dies folgt aus den Randbedingungen, daß an der Grenzfläche starker Leitfähigkeits-Unterschiede die Tangentialkomponente des elektrischen Feldes $\vec{E}$ und die Normalkomponente der Stromdichte $\vec{j}$ stetig sein müssen. Die Vorzugsrichtung stellt sich also im guten Leiter parallel zur Grenze, im schlechten Leiter senkrecht zur Grenze ein.

Die Drehung der Vorzugsrichtung senkrecht zum Streichen des guten Leiters der Molasse-Sedimente zeigt sich nicht am heutigen morphologischen Alpen-Nordrand sondern erst etwa ab den Stationen SLG, MAS. Hier scheint also der Übergang vom guten Leiter Molasse zum schlechten Leiter des nördlichen Kalkalpin stattzufinden. Dies konnte KEMMERLE (1973) durch Berechnung eindimensionaler Modelle nachweisen. Die Molasse scheint sich bis etwa 10 km südlich des heutigen morphologischen Alpenrandes unter den Kalkalpen mit ähnlicher Mächtigkeit wie am Chiemsee fortzusetzen. Näheres dazu in Kap. 8. '

Man würde nun erwarten, daß die Vorzugsrichtungen des erdelektrischen Feldes an den anschließenden Stationen weiter südlich allmählich in eine senkrechte Lage zur Grenze guter Leiter Molasse zu schlechtem Leiter Kalkalpin ein-

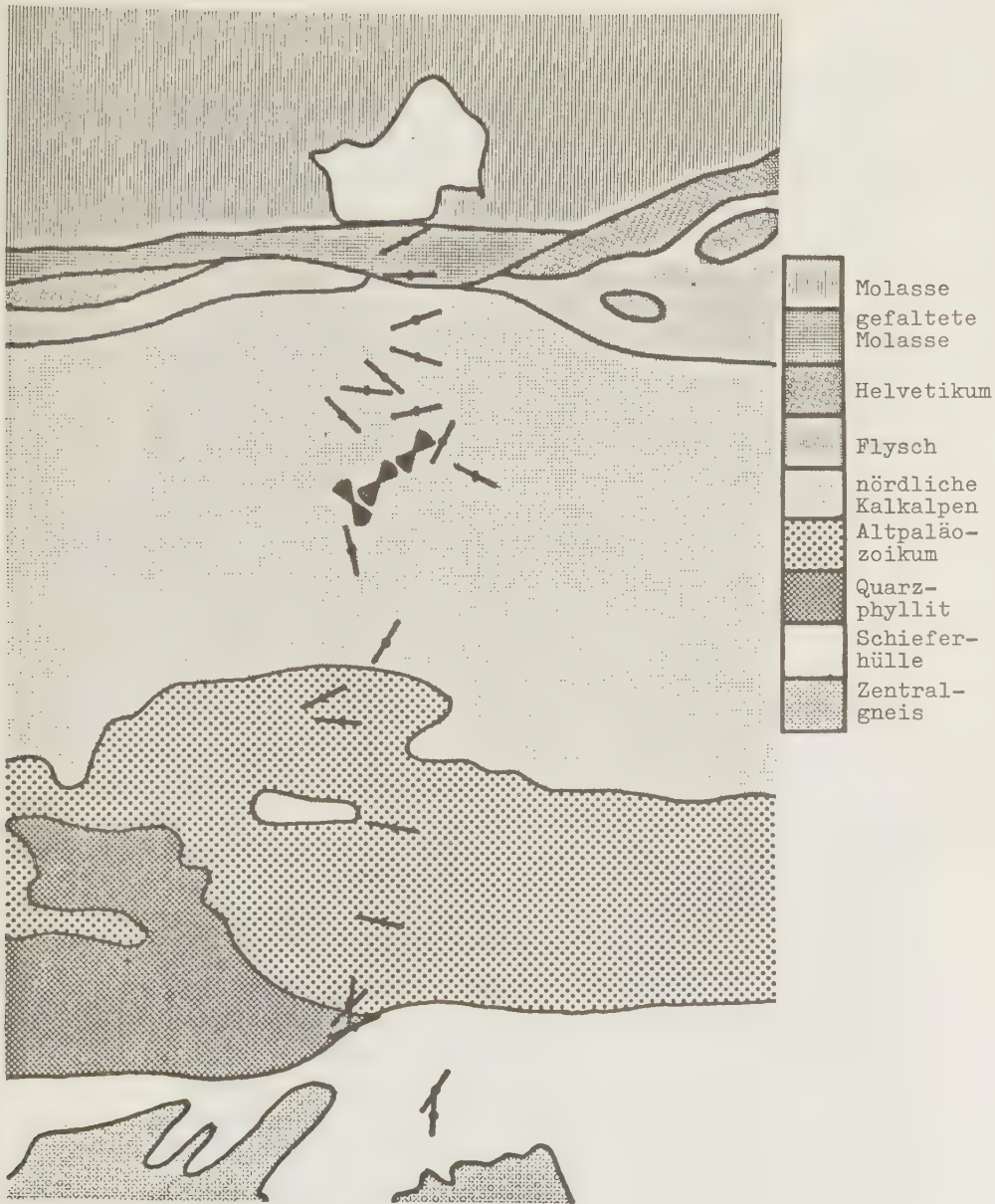


Abbildung 13

Bildunterschrift Seite 54

schwenken. Dieses Einschwenken wird jedoch durch den Sedimenttrog im Gebiet Kössen gestört. Diese, wie schon gesagt, für die Alpen nicht repräsentative lokale geologische Struktur, bewirkt eine Änderung in der Vorzugsrichtung von Station zu Station. Desgleichen zeigen diese Stationen (RIW, KÖS, SWE) die schon oben besprochene Perioden-Abhängigkeit der Vorzugsrichtung.

Erst südlich des Sedimenttroges, an der Station GRI, steht die Vorzugsrichtung des erdelektrischen Feldes senkrecht zum Streichen der Molasse. Diese Einstellung der Vorzugsrichtung an der Station GRI muß jedoch nicht unbedingt durch den guten Leiter Molasse bestimmt werden, da weiter südlich die Einheit der nördlichen Grauwackenzone eine deutlich bessere elektrische Leitfähigkeit aufweist als das nördliche Kalkalpin. Es kann daher nicht beurteilt werden, welcher Kontrast in der Leitfähigkeits-Verteilung, entweder guter Leiter Molasse / schlechter Leiter Kalkalpin oder schlechter Leiter Kalkalpin / guter Leiter nördliche Grauwackenzone die Vorzugsrichtung des erdelektrischen Feldes an der Station GRI bestimmt.

Abbildung 13

Die Vorzugsrichtung des erdelektrischen Feldes, eingetragen in eine vereinfachte geologische Karte des Meßgebietes: Auffallend ist das ähnliche Verhalten der Vorzugsrichtung in den einzelnen Gesteins-Einheiten und das Drehen der Vorzugsrichtung an geologischen Grenzen. Der Einfluß der Molasse-Sedimente (EW-Richtung der Vorzugsrichtung) zeigt sich noch im Bereich der nördlichen Kalkalpen. Das erdelektrische Feld ist an fast allen Stationen im Meßgebiet stark polarisiert. Nur an drei Stationen im Raume eines lokalen Sedimenttroges bei Kössen/Österreich zeigt sich eine perioden-abhängige Vorzugsrichtung.

Die Stationen STJ und REI liegen im Übergangsbereich schlechter Leiter nördliches Kalkalpin und guter Leiter nördliche Grauwackenzone (Altpaläozoikum). Dieser Kontrast der Leitfähigkeits-Verteilung bewirkt das Drehen der Vorzugsrichtung des erdelektrischen Feldes an diesen Stationen (Küsteneffekt).

Die nördliche Grauwackenzone zieht als breites Band bis zum Salzachtal quer über das Meßprofil. Alle Stationen in diesem Raum (OBD, OBA, JOW) zeigen ein ausgeprägtes Ost-West-Streichen in der Vorzugsrichtung. Dieses Phänomen kann nur durch einen ausgedehnten Leiter nahe der Erdoberfläche gedeutet werden, der geologischen Einheit des Altpaläozoikums.

Die Stationen quer über das Salzachtal (PAT, SET, HOL) zeigen einen starken Wechsel in der Vorzugsrichtung des elektrischen Feldes. Dieser Effekt deutet unter Umständen auf einen Störkörper in der normalen Leitfähigkeits-Verteilung westlich dieses Profilabschnittes hin. Es ist jedoch wahrscheinlicher, daß die starke Änderung der Vorzugsrichtung an diesen Stationen durch die in diesem Gebiet auskeilende, weiter westlich sehr mächtige geologische Einheit Quarzphyllit mit deutlich schlechterer Leitfähigkeit als das Altpaläozoikum bewirkt wird. Des weiteren muß an diesen Stationen mit einem Einfluß der Geländetopographie auf das elektrische Feld gerechnet werden. Die Wahrheit dürfte in der Mitte liegen: ein Zusammenwirken von Einflüssen der Topographie und der oberflächennahen Leitfähigkeits-Grenze Altpaläozoikum / Quarzphyllit. Die Vorzugsrichtung des erdelektrischen Feldes an den Stationen südlich des Salzachtals (TAU, HIS) schwenkt allmählich in Nord-Süd-Richtung ein. Dies bewirkt die Südflanke des Salzachtals, oft als Tauern-Störung bezeichnet, welche den relativ guten Leiter Altpaläozoikum vom schlechten Leiter Schieferhülle der Hohen Tauern und dem Zentralgneis trennt.

6.6. Die maximale Kohärenz

Die weitere Auswertung hat zum Ziel, die Gleichung

$$(31) \quad \vec{E} = Z \cdot \vec{F}, \quad Z = \text{Impedanztensor, zu lösen.}$$

Grundlage der Auflösung dieser Gleichung ist, daß die miteinander zu korrelierenden Komponenten von elektrischem- und magnetischem Feld miteinander in Beziehung stehen. Es sind die Richtungen der Komponenten des Magnetfeldes zu suchen, welche die Variationen des elektrischen Feldes in den einzelnen Komponenten induziert haben.

Aus dem Induktionsgesetz folgt: induzierendes Magnetfeld und induziertes elektrisches Feld sind orthogonal. Dies gilt für den homogenen Halbraum. Auch im Modell nach Cagniard - homogene, ebene Schichtung - ist dies der Fall. Variiert jedoch die Leitfähigkeit im Untergrund in lateraler Richtung, so zeigt die Methode der minimalen Kohärenz, daß das induzierte elektrische Feld aus seiner zum induzierenden Magnetfeld senkrecht stehenden Richtung herausgedreht sein kann (siehe Kap. 6.4). Aus dem Meßmaterial können somit nicht unmittelbar die in ursächlichen Zusammenhang stehenden Komponenten von Magnetfeld und elektrischen Feld erkannt werden. Zur Lösung dieser Frage dient wiederum die Berechnung der Kohärenz.

Der Erwartungswert der Kohärenz zweier streng kausaler Komponenten ist 1 (vollständige lineare Abhängigkeit), im allgemeinen jedoch abhängig vom Freiheitsgrad k , $koh > \sqrt{4/k}$ (siehe Kap. 6.4).

Es wird nun folgender Rechengang beschriftet:

Die Methode der minimalen Kohärenz erbrachte für die in NS-EW-Auslage registrierten Komponenten des elektrischen Feldes (EW . = $\underline{X}$, NS . = $\underline{Y}$) ein durch den Untergrund bedingtes gedrehtes Koordinatensystem ($\underline{X'}$, $\underline{Y'}$), dessen eine Koordinate ($\underline{Y'}$) parallel zur Streichrichtung der Leitfähigkeits-Verteilung des Untergrundes steht. Diese gedrehten Koordinaten für das elektrische Feld werden im

weiteren festgehalten. Anschließend wird das Koordinatensystem des Magnetfeldes ($\underline{X}_0$, $\underline{Y}_0$), ausgehend vom Azimut der Meßaufstellung, in Schritten von 2° von 0° bis 180° gedreht ($\underline{X}_0 \rightarrow \underline{X}_0''$, $\underline{Y}_0 \rightarrow \underline{Y}_0''$). Jedesmal wird dabei die Kohärenz der gedrehten Komponenten des elektrischen- und magnetischen Feldes berechnet ($\underline{X}'$ und $\underline{X}_0''$, $\underline{Y}'$ und $\underline{Y}_0''$). Man erhält die bekannten Kohärenzrosetten. Die Rosette besitzt zweizählige Rotations-Symmetrie, was aus $\text{koh}(\underline{X}', \underline{X}_0'') = \text{koh}(\underline{X}', -\underline{X}_0'')$ folgt.

Abbildung 14 zeigt Beispiele für diese Rosetten der maximalen Kohärenz.

Es zeigen sich zwei wesentliche Ergebnisse:

1. Die Maxima der Werte der Kohärenz $\text{koh}(\underline{X}', \underline{X}_0'')$ und $\text{koh}(\underline{Y}', \underline{Y}_0'')$ sind unterschiedlich groß. Dies wird durch die Strombündelung in Vorzugsrichtung ($\underline{Y}'$) bewirkt.
2. Die Richtungen der Maxima $\underline{X}'$, $\underline{X}_0''$ und $\underline{Y}'$, $\underline{Y}_0''$ stehen nicht senkrecht aufeinander und stehen nicht senkrecht zu den Richtungen des elektrischen Feldes. Dies wird durch die Mehrdimensionalität der Leitfähigkeits-Verteilung des Untergrundes bewirkt. Diesen Fall zeigt Abbildung 14 a. Es kann sogar der Fall auftreten, daß die Maxima $\underline{X}'$, $\underline{X}_0''$ und $\underline{Y}'$, $\underline{Y}_0''$ nahezu parallel zu liegen kommen. Dieser Fall tritt ein, wenn beide Komponenten des elektrischen Feldes von einer Komponente des magnetischen Feldes induziert worden sind. Dieser Fall ist in Abbildung 14 b dargestellt.

Abbildung 14

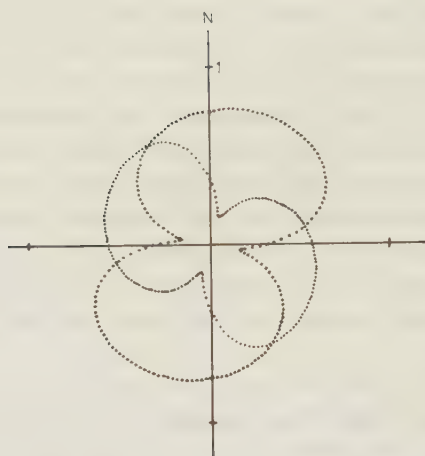
Kohärenzrosetten der maximalen Kohärenz.

Abbildung 14 a:

Die Richtungen der Maxima $\underline{X}'$, $\underline{X}_0''$ und $\underline{Y}'$, $\underline{Y}_0''$ stehen nicht senkrecht aufeinander. Dies wird durch die Mehrdimensionalität der Leitfähigkeits-Verteilung des Untergrundes bewirkt (Station Jochbergwald JOW, Periodengruppe 600 sec).

Abbildung 14 b:

Die Richtungen der Maxima liegen nahezu parallel. Dieser Fall tritt ein, wenn eine Komponente des Magnetfeldes beide Komponenten des elektrischen Feldes induziert (Station Oberaurach OBA, Periodengruppe 1000 sec).



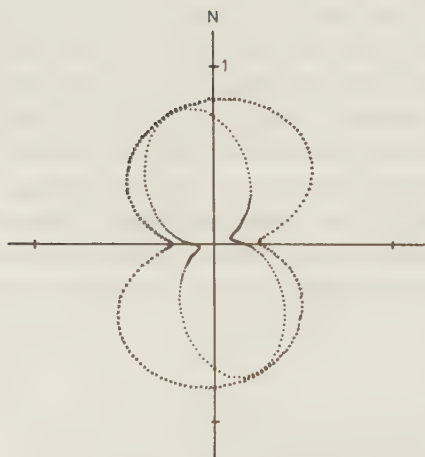
JOW

$T = 600 \text{ sec}$

— $Y Y_0''$

.... $X X_0''$

Abb. 14 a



OBA

$T = 1000 \text{ sec}$

— $Y Y_0''$

.... $X X_0''$

Abb. 14 b

Abbildung 14

Bildunterschrift Seite 57

6.6.1. Die Deutung der maximalen Kohärenz im Meßgebiet

Trägt man die Richtungen der maximalen Kohärenz als Funktion der Periode für alle Stationen auf, so fällt auf, daß für manche Stationen die Richtungen der maximalen Kohärenz nahezu identisch sind. Man kann also an Hand der Richtungen der maximalen Kohärenz die Stationen einteilen. Diese Einteilung zeigt Abbildung 15. Aufgetragen sind die Richtungen der maximalen Kohärenz als Funktion der Periode.

Zeichnet man die mittlere Richtung der maximalen Kohärenz jeder Station in die vereinfachte geologische Karte des Meßgebietes ein, so ergibt sich der in Kap. 6.5.2 besprochene Zusammenhang zwischen den Gesteins-Einheiten und den Koordinatensystemen der Felder noch deutlicher. Während das elektrische Feld an den Meßstationen besonders durch Leitfähigkeits-Kontraste nahe der Erdoberfläche beeinflusst und somit aus einer großräumigen "Streichrichtung" der Leitfähigkeits-Verteilung des tieferen Untergrundes etwas herausgedreht sein kann, wird das Magnetfeld vorwiegend durch die Leitfähigkeits-Kontraste im tiefern Untergrund beeinflusst. Die oberflächen-nahen Leitfähigkeits-Kontraste erzeugen durch ihre kleinräumige Struktur keinen merklichen inneren Anteil des Magnetfeldes.

Ausgehend von Nord nach Süd über das Meßprofil (einschließlich der von KEMMERLE (1973) ausgewerteten Stationen nördlich der deutsch-österreichischen Grenze) ergibt sich folgendes Bild (Abbildung 16):

Bis 10 km südlich des morphologischen Alpenrandes ergibt sich eine etwa NS stehende kohärente Magnetfeldrichtung. Südlich der Grenze SLG-HIW dreht die zur Komponente des elektrischen Feldes in Vorzugsrichtung maximal kohärente Magnetfeldrichtung auf etwa 50° über Nord nach Ost und behält diese Richtung bis zur Station STJ bei. Das nördliche Kalkalpin hat in diesem Profilabschnitt den bestimm-

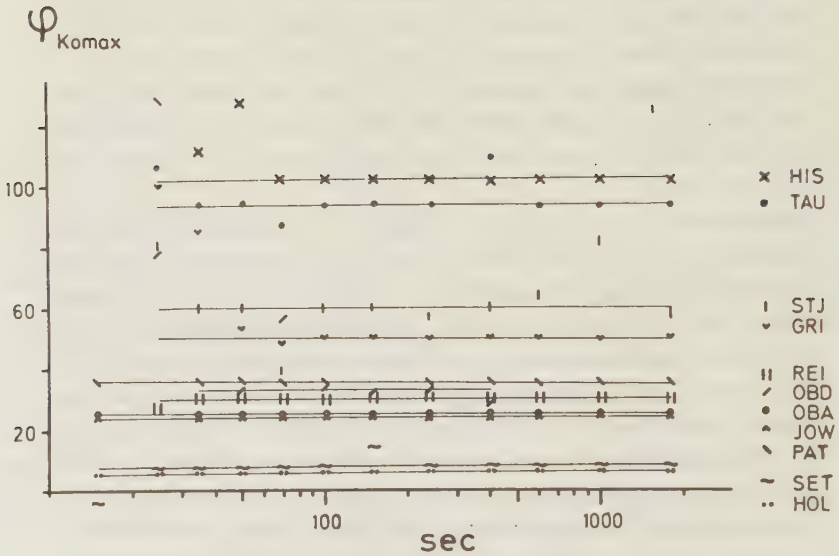


Abbildung 15

Die Richtungen der maximalen Kohärenz aller Stationen als Funktion der Periode. Auffallend ist die nahezu identische Richtung der maximalen Kohärenz für bestimmte Gruppen von Stationen.

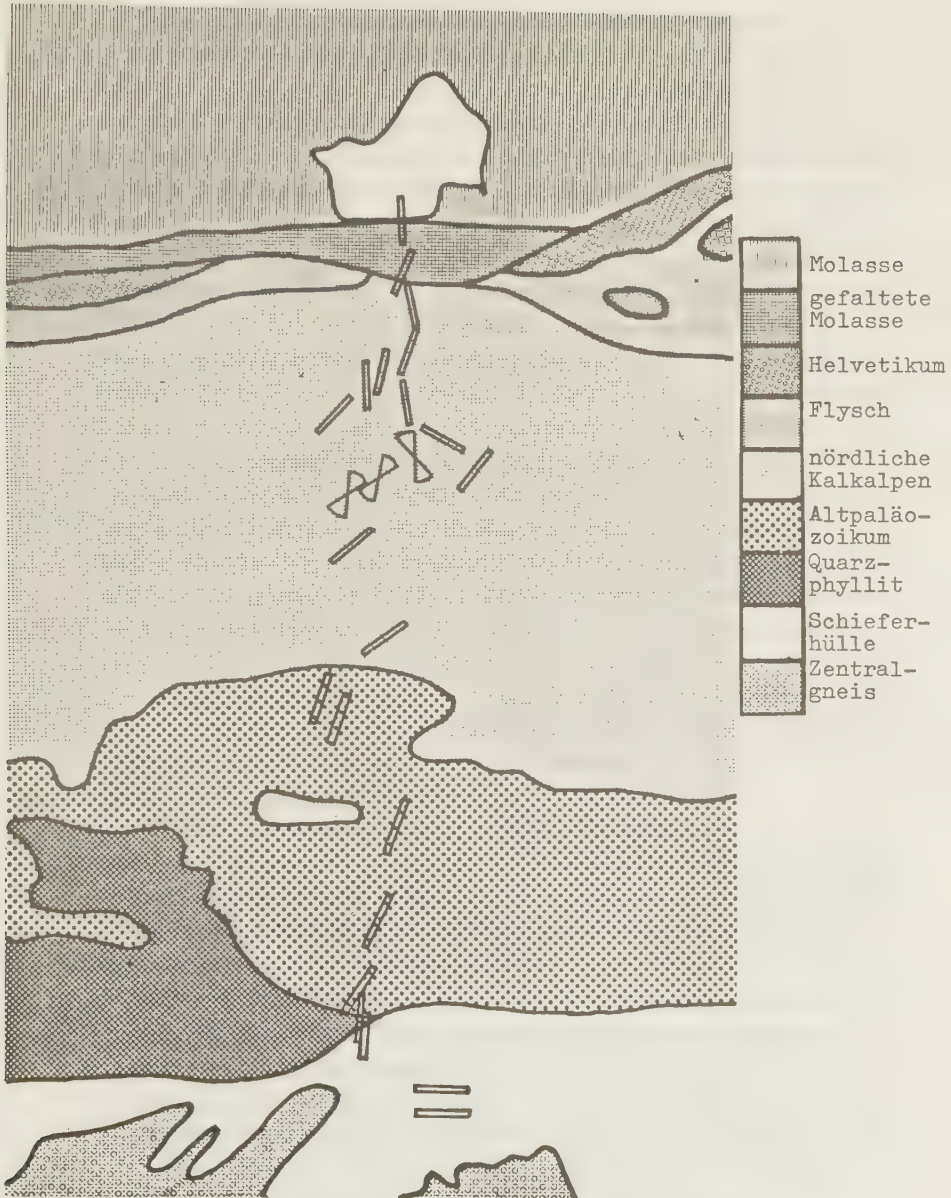


Abbildung 16. Bildunterschrift Seite 62

menden Einfluß der Leitfähigkeits-Verteilung, sieht man wiederum von der lokalen Störung durch den Sedimenttrog im Gebiet Kössen ab.

Südlich der Station STJ ergibt sich eine nahezu konstante maximal kohärente Magnetfeldrichtung von etwa 28° bis zum Salzahtal. Wir befinden uns im Bereich der nördlichen Grauwackenzone, dem Altpaläozoikum. Diese praktisch konstante Richtung der maximalen Kohärenz spricht für einen bezüglich der Leitfähigkeit einheitlichen, bis in größere Tiefe reichenden Körper.

Im Salzahtal wird die Richtung maximaler Kohärenz des Magnetfeldes von 28° auf 6° zurückgedreht. Dies wird vermutlich durch den Leitfähigkeits-Kontrast der hier auskeilenden Gesteins-Einheit Quarzphyllit bewirkt.

Südlich des Salzahtales, im Gebiet der Hohen Tauern, dreht die maximal kohärente Richtung des Magnetfeldes auf 90° Ost über Nord. Diese Richtung stimmt gut mit den Ergebnissen der erdmagnetischen Tiefensondierung in diesem Alpenbereich überein (BERKTOLD 1974), wo südlich des Alpenhauptkammes der induzierte Strom im Untergrund im Gegensatz zur regionalen Flußrichtung Ost-West lokal in eine Flußrichtung Nord-Süd gezwungen wird.

Abbildung 16

Die Richtungen der maximalen Kohärenz des Magnetfeldes, eingezeichnet in eine vereinfachte geologische Karte des Untersuchungsgebietes. Die aus Abbildung 15 gewonnene Gruppeneinteilung der Stationen deckt sich mit den Gesteins-Einheiten der Oberfläche, jede Gruppe entspricht einer Gesteins-Einheit. Auch in dieser Darstellung zeigt sich der Einfluß der Molasse-Sedimente noch im Bereich der nördlichen Kalkalpen (KEMMERLE 1973). Nur die drei Stationen im Sedimenttrog bei Kössen/Österreich zeigen eine Periodenabhängigkeit der maximalen Kohärenz.

6.7. Die Übertragungsfunktionen, φ_s - und Phasenkurven

Mit der Methode der minimalen und maximalen Kohärenz wurden Koordinatensysteme für das elektrische- und magnetische Feld bestimmt, sodaß die miteinander zu korrelierenden Feldkomponenten in kausalem Zusammenhang stehen. Diese neuen Koordinatensysteme ermöglichen nun die Auflösung von Gleichung (31)

$$(31) \quad \vec{E} = Z \cdot \vec{F}.$$

Die Größe Z ist der Impedanztensor, welcher im allgemeinen, dreidimensionalen Fall der Leitfähigkeits-Verteilung ein Tensor 2. Grades ist

$$(32) \quad (Z_{xy}) = \begin{pmatrix} \underline{T_x} & \underline{T_y} \\ \underline{P_x} & \underline{P_y} \end{pmatrix}$$

Im Koordinatensystem der minimalen und maximalen Kohärenz und unter Annahme von zweidimensionaler Leitfähigkeits-Verteilung nimmt der Tensor Hauptdiagonalform an

$$(33) \quad (Z_{xy}) = \begin{pmatrix} \underline{T_x} & 0 \\ 0 & \underline{P_y} \end{pmatrix}$$

Die Lösung von Gleichung (33) (nach der Methode der kleinsten Quadrate) liefert - unter Beachtung der Periodenabhängigkeit - die Übertragungsfunktionen.

Die Übertragungsfunktion ist das komplexwertige Verhältnis der Feldkomponenten zwischen Magnetfeld und elektrischen Feld als Funktion der Periode.

Bei zweidimensionaler Leitfähigkeits-Verteilung erhält man zwei Übertragungsfunktionen:

1. Eine Übertragungsfunktion zwischen den Komponenten $E_{\parallel} / F_{\perp}$ parallel zum Streichen der Leitfähigkeits-Verteilung (E-Polarisation),
2. Eine Übertragungsfunktion zwischen den Komponenten $E_{\perp} / F_{\parallel}$ senkrecht zum Streichen der Leitfähigkeits-Verteilung (H-Polarisation).

Große Schwierigkeiten bei der Interpretation der Übertragungsfunktionen, und damit der ϱ_s - und Phasenkurven bereiten Fehler, die dem Datenmaterial überlagert sind. Dies können Meßwertfehler, technische Störungen der Meßapparaturen, Eichungsfehler, Digitalisierungs-Fehler u.s.w. sein. Diese Fehler bewirken, daß die Transformation des Impedanztensors auf Hauptdiagonalform nur unvollständig gelingt, also die Nebendiagonalglieder P_x und T_y nicht identisch Null sind. Durch Kontrollrechnungen wird daher versucht, diese Fehler weitgehend zu eliminieren. Auch bei völlig fehlerfreiem Datenmaterial brauchen die P_x und T_y nicht zu verschwinden, was darauf hindeutet, daß die angenommene Zweidimensionalität der Leitfähigkeits-Verteilung im Untersuchungsgebiet nicht erfüllt ist. Es ist auch nicht zu erwarten, daß speziell im Gebiet der Alpen eine zweidimensionale Gesteinslage und damit zweidimensionale Leitfähigkeits-Verteilung gegeben ist. Man muß vielmehr mit einer dreidimensionalen Leitfähigkeits-Verteilung rechnen. Wegen der bei dreidimensionalen Rechnungen ungeheuer großen Rechenzeiten und Speicherkapazitäten sind solche Rechnungen an den heutigen Großrechenanlagen noch nicht durchführbar. Es wurde daher für die Bestimmung der Übertragungsfunktionen eine zweidimensionale Leitfähigkeits-Verteilung im Alpenraum postuliert, die Nebendiagonalglieder des Impedanztensors wurden minimalisiert.

Aus dem Betrag der Übertragungsfunktion kann nun der scheinbare spezifische Widerstand ϱ_s als Funktion der Periode T und in Abhängigkeit von der Vorzugsrichtung (VZ) des erdelektrischen Feldes bestimmt werden:

$$(34) \quad \varrho_{s \perp \text{ VZ}} = 0,2 T (T_x)^2$$

$$(35) \quad \varrho_{s \parallel \text{ VZ}} = 0,2 T (P_y)^2.$$

Praktisches (MKSA) Maßsystem im Gegensatz zu Gleichung (25).

Ich schreibe bewußt $\varrho_{s \perp VZ}$ und $\varrho_{s \parallel VZ}$ statt $\varrho_{s \perp}$ und $\varrho_{s \parallel}$,

da Zweidimensionalität der Leitfähigkeits-Verteilung nicht gesichert ist, und somit die Fälle E-Polarisation ($= \varrho_{s \parallel}$) und H-Polarisation ($= \varrho_{s \perp}$) nicht eindeutig festgelegt sind. Diese Frage wird eingehend in Kap. 8 erörtert.

Abbildung 17 zeigt die berechneten ϱ_s -Kurven aller Stationen, die nach der beschriebenen Methode ausgewertet wurden. Die ϱ_s -Kurven wurden in Gruppen eingeteilt; eine Einteilung, die schon die Betrachtung der Vorzugsrichtung des erdelektrischen Feldes sowie die maximal kohärente Richtung des induzierenden Magnetfeldes im Zusammenhang mit den Gesteins-Einheiten der Oberfläche ergab:

Für den Sedimenttrog im Gebiet Kössen: die Kurven KÖS, SWE

Nördliches Kalkalpin: die Kurven GRI, STJ

Nördliche Grauwackenzone: die Kurven REI, OBA, JOW

Salzachtal: die Kurven PAT, SET, HOL

Schieferhülle der Tauern: die Kurven TAU, HIS.

Um dieses Bild der ϱ_s -Kurven nicht noch mehr zu verwirren, ist absichtlich die Streuung der ϱ_s -Werte der einzelnen Kurven nicht eingezeichnet. In Tabelle 3 sind die berechneten Werte für den scheinbaren spezifischen Widerstand parallel und senkrecht zur Vorzugsrichtung des erdelektrischen Feldes angegeben. Die Streuung ist relativ gering für die Kurven $\varrho_{s \parallel VZ}$. Sehr viel größer ist die Streuung jedoch für die Kurven $\varrho_{s \perp VZ}$.

Abbildung 17

Die Kurven des scheinbaren spezifischen Widerstandes ϱ_s (aufgeteilt in Kurven parallel und senkrecht zur Vorzugsrichtung des erdelektrischen Feldes. Die Kurven wurden nach Gesteins-Einheiten in Gruppen eingeteilt.

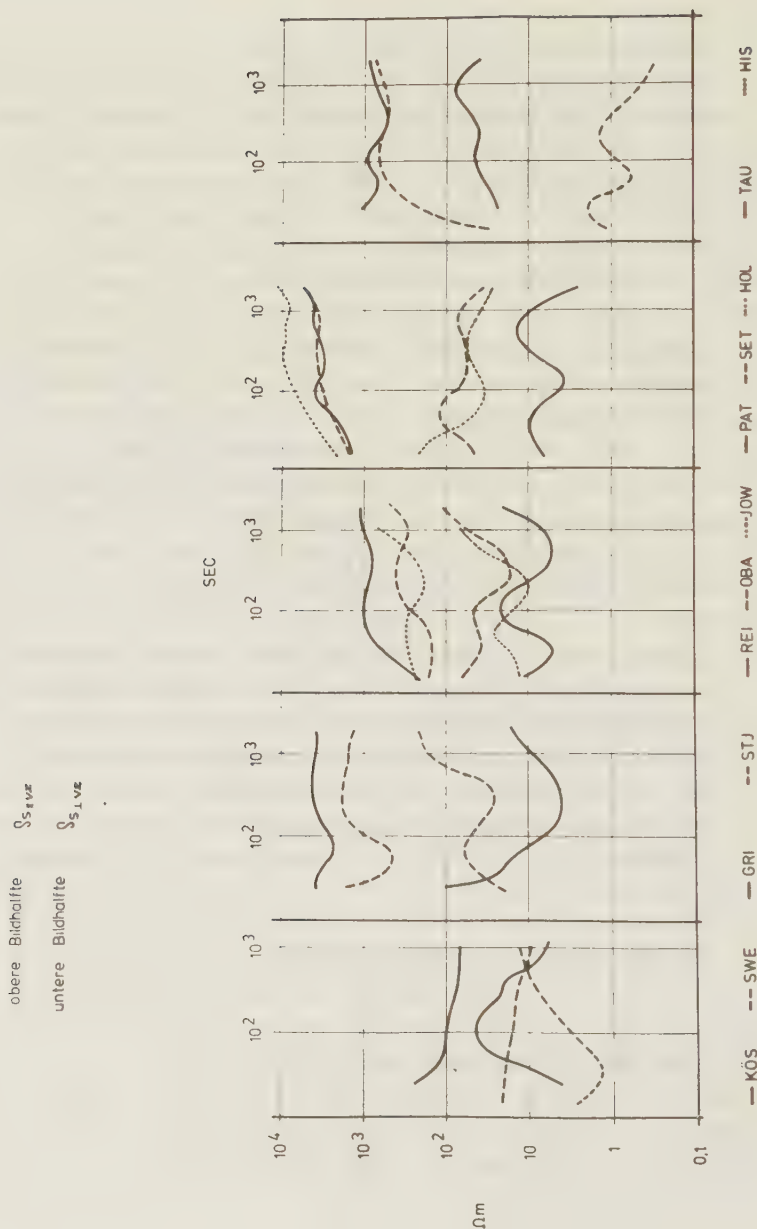


Abbildung 17

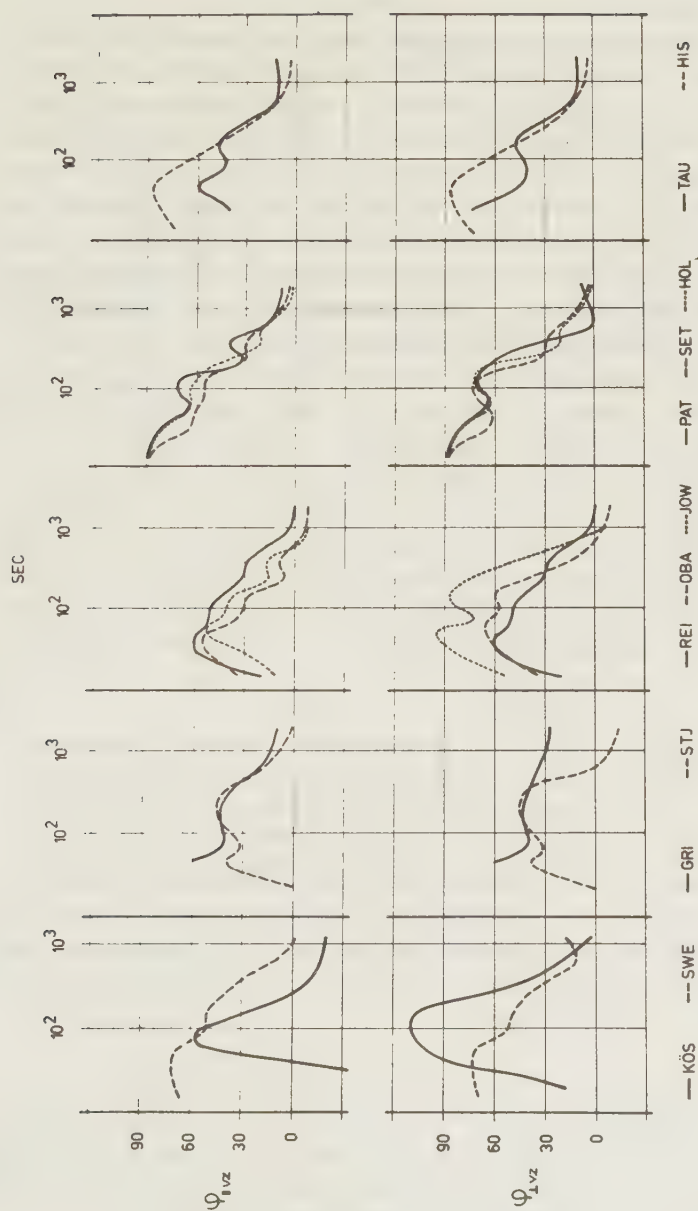


Abbildung 18

Diese starke Zunahme der Streuung der Werte für φ_{s1} VZ ist durch das angewandte Registrierverfahren bedingt. Es wurde in EW- bzw. NS-Richtung registriert. Existiert nun, wie an fast allen Meßorten im Untersuchungsgebiet, eine von der Periode unabhängige Vorzugsrichtung des erd-elektrischen Feldes, so ist die Feldkomponente in Vorzugsrichtung in den beiden Komponenten der Registrierung enthalten. Man dreht anschließend für die Berechnung des scheinbaren spezifischen Widerstandes das Koordinatensystem so, daß eine Achse in die Vorzugsrichtung zeigt (Koordinatensystem der minimalen Kohärenz). In diesem neuen Koordinatensystem sind die Amplituden der Variationen des elektrischen Feldes senkrecht zur Vorzugsrichtung sehr klein. Normalerweise ergibt sich nach der Drehung in das Koordinatensystem der Vorzugsrichtung ein Amplituden-Verhältnis von größer 10 : 1 zwischen der zur Vorzugsrichtung parallelen und der dazu senkrechten Komponente. Da Registrier- und Digitalisier-Fehler immer etwa gleich groß sind, wird der relative Fehler der Komponente senkrecht zur Vorzugsrichtung 10 mal größer als der Fehler der Komponente in Vorzugsrichtung.

Der perioden-abhängige Imaginärteil der komplexwertigen Übertragungsfunktionen enthält die Phasen-Differenz: Phase des induzierenden Magnetfeldes minus Phase des induzierten elektrischen Feldes in Abhängigkeit von der Periode am Ort der Meßaufstellung. Abbildung 18 zeigt die Phasenkurven der Meßstationen, wieder eingeteilt nach den oberflächen-nahen Gesteinseinheiten. Die berechneten Phasen-Werte parallel und senkrecht zur Vorzugsrichtung sind in Tabelle 3 mit angegeben.

Abbildung 18

Die Kurven der Phasen-Differenzen: Phase von magnetischem minus elektrischem Feld. Einteilung der Stationen in Gruppen nach oberflächen-nahen Gesteins-Einheiten.

Nach der Theorie wäre man nun am Ziel. Durch Modelle sollte nun versucht werden, die gewonnenen φ_s - und Phasenkurven im Sinne einer Leitfähigkeits-Tiefenverteilung zu interpretieren. Der Niveauunterschied, die Form und Streuung der φ_s - und Phasenkurven im zu betrachtenden Gebiet ist jedoch so unterschiedlich, daß eine Abschätzung verzerrender Größen auf das erdelektrische Feld wie Topographie der Oberfläche und lokale Kontraste der Oberflächen-Leitfähigkeit notwendig ist, um deren Einfluß auf die bisher erhaltenen φ_s - und Phasenkurven vor einer Interpretation durch Modellrechnungen vielleicht reduzieren zu können.

Station

ϱ_s bzw. φ
[Ω_m] [Grad]

Periode
[sec]

15

25

35

50

70

100

150

240

400

600

1000

1800

13 KÖS

$\rho_{S \parallel VZ}$

--

238

450

100

103

32

64

80

70

70

?

--

$\rho_{S \perp VZ}$

--

4

2

1,9

4,5

5,6

3,8

2,4

2,1

7,4

?

--

$\varphi_{\parallel VZ}$

--

?

-32

16

59

54

28

-6

-30

-11

-20

--

$\varphi_{\perp VZ}$

--

67

53

100

?

52

108

68

34

37

-4

--

14 SWE

$\rho_{S \parallel VZ}$

21,5

--

18

7,5

17

15,5

20,5

10,5

13,3

10,5

9,5

--

$\rho_{S \perp VZ}$

2,8

--

1,2

1,4

1,7

8,7

4,4

2,8

8,8

11

12

--

$\varphi_{\parallel VZ}$

65

--

62

31

60

44

50

40

23

11

-1

--

$\varphi_{\perp VZ}$

68

--

74

40

52

50

41

32

28

12

14

--

16 GRI

$\rho_{S \parallel VZ}$

--

3690

3430

2640

2210

2500

3100

7910

3990

4190

3600

3660

$\rho_{S \perp VZ}$

--

93

22

18

5

13,8

4

7,2

4

4,2

11,3

5,6

$\varphi_{\parallel VZ}$

--

?

?

59

43

38

48

44

34

22

15

-5

$\varphi_{\perp VZ}$

--

?

?

?

?

26

66

34

44

52

?

28

17 STJ

$\rho_{S \parallel VZ}$

--

1590

610

415

500

3000

1560

650

3600

1560

1510

1330

$\rho_{S \perp VZ}$

--

67

22

60

103

44

35

15,6

30

34

181

182

$\varphi_{\parallel VZ}$

--

6

32

42

40

28

36

46

42

18

8

-11

$\varphi_{\perp VZ}$

--

?

-4

40

34

48

59

?

32

4

-12

-29

Tabelle 3

18 REI	p _{SIIVZ}	205	880	630	775	910	960	340	372	875	630	1030	1080
	p _{SLVZ}	12	29,5	5	8	18	19,5	20	6,6	9,1	5,1	4,2	20
	φ _{IIVZ}	63	8	79	76	46	50	44	32	28	11	-4	-6
	φ _{IVZ}	22	52	?	44	59	13	80	20	46	?	-10	-10
20 OBA	p _{SIIVZ}	143	--	51	150	180	295	463	318	382	340	278	465
	p _{SLVZ}	66	--	17,2	38	46	48	32	8	23,8	20,5	107	119
	φ _{IIVZ}	35	--	?	42	34	30	27	4	10	-4	-14	-9
	φ _{IVZ}	34	--	?	82	66	51	66	?	9	?	0	?
21 JOW	p _{SIIVZ}	238	--	285	360	299	282	192	128	240	305	665	--
	p _{SLVZ}	13	--	19,5	27	23	16	10,6	8	21	40,5	67	--
	φ _{IIVZ}	?	--	44	50	50	40	37	15	20	-6	-10	--
	φ _{IVZ}	55	--	91	108	72	92	90	?	90	82	26	--
22 PAT	p _{SIIVZ}	1300	2080	1360	2020	3810	4060	3080	5300	3200	4420	3980	5430
	p _{SLVZ}	6,5	19	9,7	9,5	6,5	3,8	5,1	20,8	7,6	14,6	9,2	2,7
	φ _{IIVZ}	81	96	100	111	65	72	68	34	40	32	18	8
	φ _{IVZ}	88	?	?	75	108	35	76	40	26	-1	3	27
23 SET	p _{SIIVZ}	1320	1650	3270	2300	2400	4430	1800	3480	3820	3200	3680	5500
	p _{SLVZ}	46	67	122	170	112	86	34	60	62	78	67	37
	φ _{IIVZ}	?	89	64	62	56	50	50	32	25	13	-8	-8
	φ _{IVZ}	?	?	?	62	68	72	90	34	11	20	8	-29

24 HOL	$\rho_{SII}VZ$	2250	3500	3500	4900	5850	6800	5150	9800	9000	9100	8250	11500
	ρ_{SIVZ}	185	140	65	42	35	24	15,5	58	49	39	13	27
	ϕ_{IIVZ}	92	120	88	82	64	58	55	46	22	22	2	-4
	ϕ_{IVZ}	?	?	?	80	71	72	?	33	29	28	8	-20
26 TAU	$\rho_{SII}VZ$	--	1120	820	710	570	980	830	570	550	630	2200	990
	ρ_{SIVZ}	--	28	3,3	33	44	47	46	42	57	83	81	48
	ϕ_{IIVZ}	--	40	54	64	42	42	48	66	0	10	-20	8
	ϕ_{IVZ}	--	?	?	38	30	48	33	22	46	14	?	0
29 HIS III	$\rho_{SII}VZ$	31	235	490	480	645	655	780	600	530	575	620	710
	ρ_{SIVZ}	1,1	2,1	1,8	0,3	0,5	0,8	1,2	1,5	1	0,5	0,4	0,3
	ϕ_{IIVZ}	84	100	?	107	70	64	50	30	17	10	6	4
	ϕ_{IVZ}	120	120	?	114	74	60	54	38	20	8	2	-6

7. Der Einfluß oberflächen-naher Strukturen auf das erdelektrische Feld

Bei der Interpretation der Ergebnisse der Magnetotellurik sind derart viele, die Aussage beeinflussende freie Parameter vorhanden, daß eine eindeutige Interpretation der Meßergebnisse meist nicht gegeben werden kann. Normalerweise stützt man sich bei der Interpretation auf Modelle, bei denen die Vielzahl der freien Parameter durch Kenntnisse aus Nachbargebieten eingeschränkt werden konnte. Zu diesen, die Interpretation beeinflussen den Parametern gehört in besonderem Maße die "örtliche Geschichte" einer Meßstation sowie ihrer unmittelbaren Umgebung. Dies ist vor allem die Geländeform, lokale Verteilung der Gesteine an der Oberfläche, regionale Umgebung, künstliche Veränderungen der Landschaft durch menschliche Eingriffe und ähnliches mehr. Alle diese Faktoren können das erdelektrische Feld am Meßort stören, es z.B. schwächen oder verstärken oder in irgendeiner Art verzerren.

Änderungen einer normalen Feldverteilung am Meßort durch künstliche Eingriffe des Menschen (als Beispiel die Pipeline parallel zum Meßprofil) sind noch am leichtesten zu erfassen. Schwieriger zu deuten sind natürliche Änderungen der normalen Feldverteilung durch die Gelände-Topographie und der wechselnden elektrischen Leitfähigkeit der Gesteins-Einheiten nahe der Oberfläche.

Neben den eigentlichen Messungen nach der Methode der Magnetotellurik wurden daher spezielle Untersuchungen über Störungen der normalen Feldverteilung am Meßort durch die Oberflächen-Topographie und die elektrische Leitfähigkeit der obersten Gesteins-Einheiten durchgeführt.

7.1. Der Einfluß der Gelände-Topographie auf das erdelektrische Feld

Aus der Literatur ist der Einfluß der Gelände-Topographie auf das erdelektrische Feld nur wenig bekannt. Zwar wurden Modelle topographischer "Störkörper" nach den Gesetzen der Gleichstrom-Elektrik gerechnet, spezielle Untersuchungen der Gelände-Topographie auf das induzierte erdelektrische Feld und deren Auswirkung auf die Interpretation magnetotellurischer Messungen sind bisher noch nicht systematisch durchgeführt worden.

Um den Topographie-Effekt auf das induzierte erdelektrische Feld in etwa abschätzen zu können, wurden im Bereich der Hohen Tauern, im Felbertal, auf zwei Hang-Profilen senkrecht zum Streichen der regionalen Gelände-Topographie die natürlichen Variationen des erdelektrischen Feldes beobachtet. Profil 1 reicht vom Hintersee (1300 m Höhe über NN) bis in 1900 m Höhe. Das nur wenige Kilometer nördlich versetzte Profil 2 überdeckt den Bereich von 1100 m Höhe bis 1600 m Höhe (genaue Angaben über die einzelnen Stationen sind der Tabelle 1, Kap. 5.1 zu entnehmen).

Nach der Theorie der Gleichstrom-Elektrik ist zu erwarten, daß sich der Topographie-Effekt auf das erdelektrische Feld durch deutlich abnehmende Amplituden der zum Hang senkrechten Feldkomponente als Funktion der Höhe bemerkbar macht. Um dies auch für das induzierte erdelektrische Feld zu bestätigen, wurde versucht, durch Berechnung zweidimensionaler Modelle nach HAAK (1974) (näheres zur Modellrechnung siehe Kap. 8.1) Gelände-Topographie zu erzeugen. Die von HAAK entwickelten Rechenprogramme wurden für diesen Spezialfall derart abgeändert, daß Modelle beliebiger Gelände-Topographie berechnet werden können (BEBLO 1974).

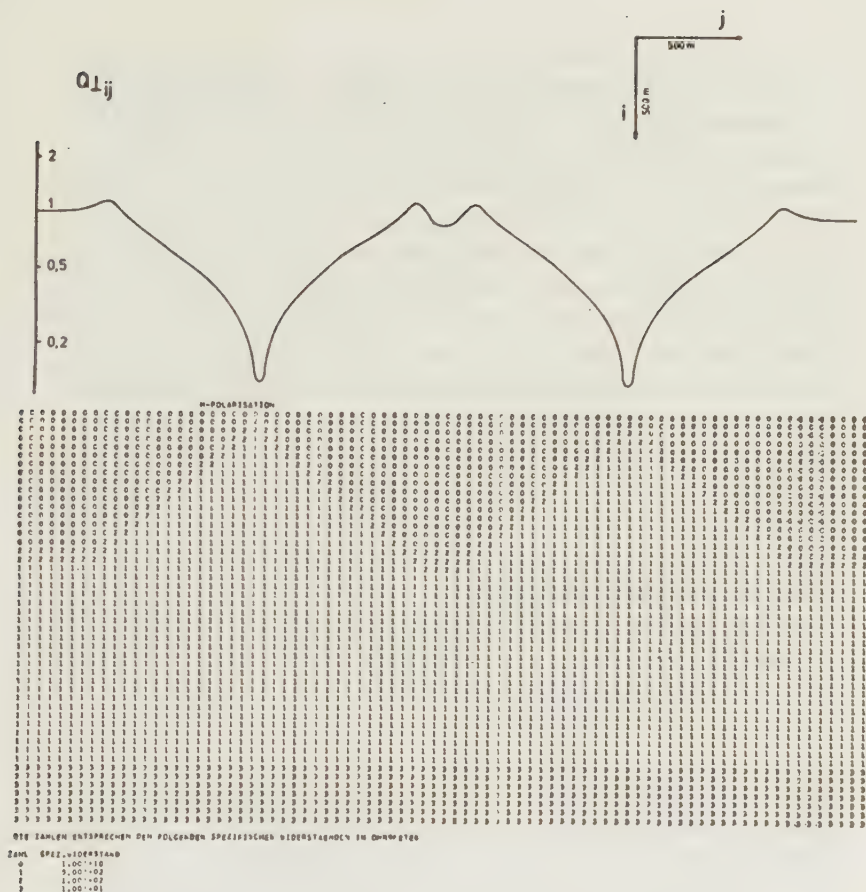


Abbildung 19. Bildunterschrift Seite 76.

Die Ergebnisse dieser Modellrechnungen sind in Abbildung 19 zusammengefasst. Dargestellt sind zwei nebeneinander liegende Modell-Berge mit Streichrichtung in die Bildebene hinein. Betrachtet wird der Fall der H-Polarisation, Stromfluß senkrecht zum Streichen der Berge. Das Modell ist in etwa den natürlichen Gegebenheiten im Felbertal angepasst. Die Widerstandswerte des Modelles sind:
 $\rho(\text{Luft}) = 10^{10} \Omega \text{ m}$, $\rho(\text{Sedimentdecke})/\rho(\text{Anstehendem}) = 1:5$.
Diese Widerstandswerte sind nicht willkürlich, sie ergaben sich aus den Ergebnissen der geoelektrischen Tiefensondierung in demselben Gebiet.

Zur Veranschaulichung des Stromflusses durch die Berge sind in der unteren Bildhälfte berechnete Stromlinien eingezeichnet. Man erkennt das Zusammendrängen der Stromlinien im Tal und die Ausdünnung der Stromlinien mit der Höhe. Diese Zusammendrängung und Ausdünnung der Stromlinien ist in der oberen Bildhälfte als Amplitudenwerte des erdelektrischen Feldes der zum Hang senkrechten Feldkomponente an der Erdoberfläche dargestellt. Die Amplitude der zum Hang senkrechten Feldkomponente nimmt mit der Höhe deutlich ab: Etwa eine Abnahme um den Faktor 5, wenn man von Überschwingeffekten absieht. Diese Abnahme der Amplituden mit der Höhe ist für den zu betrachtenden Periodenbereich ($T > 20 \text{ sec}$) nicht periodenabhängig.

Abbildung 19

Beispiel des Einflusses der Gelände-Topographie auf das induzierte erdelektrische Feld (Fall der H-Polarisation, Stromfluß senkrecht zum Streichen), demonstriert an zwei Modell-Bergen, die etwa der Situation des Untersuchungsgebietes im Felbertal/Hohe Tauern entsprechen. Die obere Bildhälfte zeigt das Ergebnis: Abnahme der Amplitude der zum Hang senkrechten Komponente mit der Höhe. In der Bildmitte ist das berechnete Modell dargestellt. Die elektrischen Widerstände des Modelles sind: $\rho(\text{Sedimentdecke}) / \rho(\text{Anstehendes})$ wie 1:5 (Dieses Widerstands-Verhältnis konnte durch geoelektrische Tiefensondierung bestätigt werden). In der unteren Bildhälfte sind berechnete Stromlinien durch die Berge dargestellt.

Die Messungen der natürlichen Variationen des erdelektrischen Feldes im Felbertal stehen im Gegensatz zu diesen erwarteten Ergebnissen der Modellrechnung. Abbildung 20 zeigt zwei Montagen aus den Original-Registrierungen. Man erkennt eine systematische Zunahme der Amplituden der zum Hang senkrechten Feldkomponente (EW-Komponente) (H-Polarisation) vom Tal (Station 29) zur Höhe (Station 33). Die zum Hang parallele Komponente (NS-Komponente) (E-Polarisation) ist nahezu konstant.

Abbildung 21 zeigt die zum Hang senkrechten Amplituden des erdelektrischen Feldes an drei Stationen für das ausgewertete Perioden-Intervall von 15 - 1800 sec, wobei auf die höchstgelegene Station 33 (1900 m Höhe) normiert wurde. Nach 200 m Höhendifferenz ergibt sich eine Zunahme der Amplitude der zum Hang senkrechten Feldkomponente um den Faktor 2, bei 600 m Höhendifferenz eine Zunahme um den Faktor 5. Den Unterschied von Natur und Modellrechnung zeigt Abbildung 22. Dargestellt ist die Zunahme der Mittelwerte der natürlichen Amplituden hangaufwärts, sowie die Abnahme der Amplituden hangaufwärts nach den Modellrechnungen zum Topographie-Effekt.

Als Ergebnis ergibt sich: Im Untersuchungsgebiet der Felbertauern wurde das Gegenteil eines Topographie-Effektes auf das erdelektrische Feld registriert.

Ich möchte dieses unerwartete Ergebnis dahingehend interpretieren: Das verwendete Modell ist unvollständig, denn aus geologischen Untersuchungen (HÖLL 1974) und den Untersuchungen der geoelektrischen Tiefensondierung ist bekannt, daß im Verhältnis zum anstehenden Kristallin mit einem spezifischen Widerstand größer $1000 \Omega \text{ m}$ gesehen, relativ gut leitfähige Schottermassen (Größenordnung des spezifischen

Abbildung 20

Zwei Montagen der natürlichen Variationen des erdelektrischen Feldes an drei Hang-Stationen. Man erkennt deutlich die systematische Zunahme der Amplitude der zum Hang senkrechten Komponente (EW-Komponente) vom Tal (Station 29) zur Höhe (Station 33). Die zum Hang parallele Komponente (NS-Komponente) ist nahezu konstant.

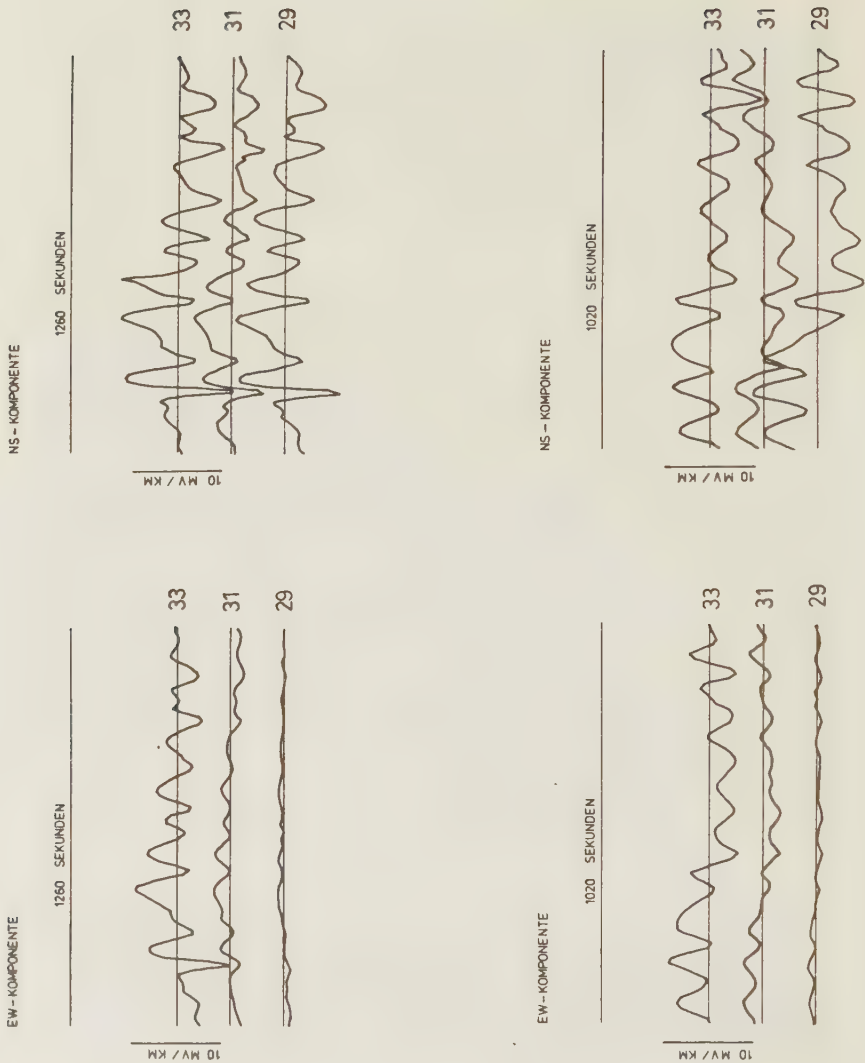


Abbildung 20

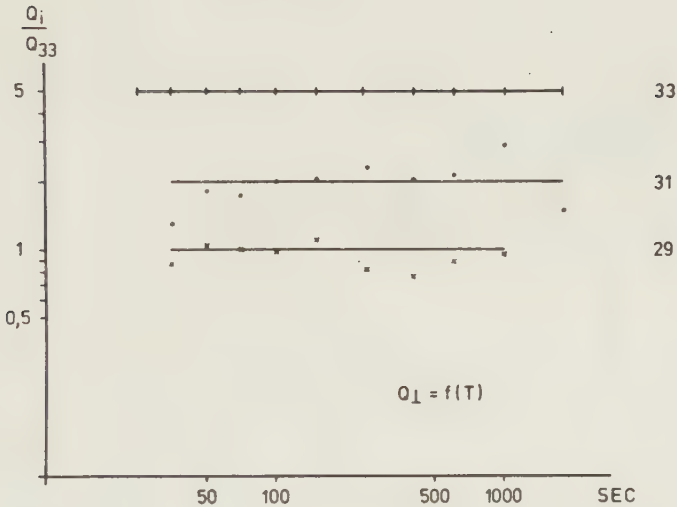


Abbildung 21

Die zum Hang senkrechten Amplituden des erdelektrischen Feldes an den Stationen 29 (1300 m), 31 (1500 m) und 33 (1900 m), normiert auf die höchstgelegene Station. Nach 200 Höhenmetern wurde eine Zunahme der Amplitude der zum Hang senkrechten Feldkomponente um den Faktor 2, nach 600 m Höhendifferenz eine Zunahme um den Faktor 5 gemessen.

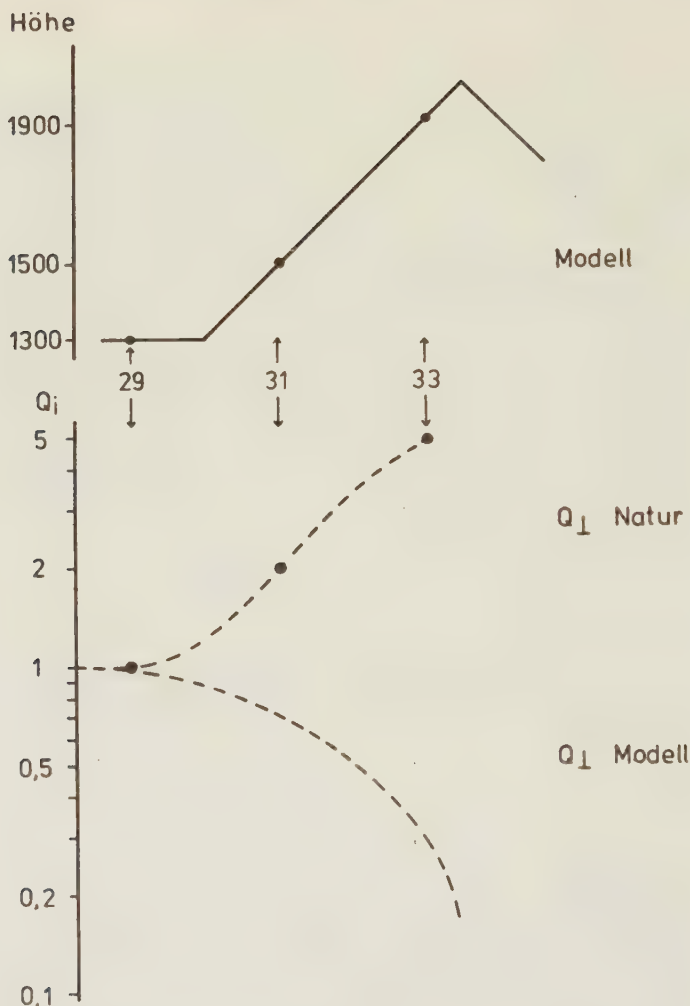


Abbildung 22

Unterschied der Ergebnisse der Beobachtungen der natürlichen Variationen des erdelektrischen Feldes und der Modellrechnung zum Topographie-Effekt. Dargestellt ist die Zunahme der Amplitude der zum Hang senkrechten Feldkomponente vom Tal (Station 29) zur Höhe (Station 33) der gemessenen natürlichen Variationen des erdelektrischen Feldes und die berechnete Abnahme der zum Hang senkrechten Feldkomponente vom Tal zur Höhe nach den Modellrechnungen zum Topographie-Effekt.

Widerstandes $100 \Omega \text{m}$) an den Flanken dieser Berge liegen. Des weiteren ist bekannt, daß auch noch in größerer Höhe mindestens bis in 100 m Tiefe das Gebirge durch die Tektonik stark aufgelockert ist (es wurden z.B. in 1800 m Höhe bei Bohrungen noch in 120 m Tiefe Sand- und Humus-Einlagen erbohrt).

Leider sind noch nicht genügend Messungen nach dem Verfahren der geoelektrischen Tiefensondierung im Felbertal durchgeführt worden, um eine Aussage über die spezifischen Widerstände und Mächtigkeiten der einzelnen Schotterlagen und Zonen der Gebirgsauflockerungen zu machen. Die bisher bekannten Daten wurden jedoch in die Modellrechnung übernommen.

Abbildung 23 zeigt einen Modellberg, in den unterschiedlich leitende Schottermassen bzw. Gebirgsauflockerungen mit unterschiedlichen Mächtigkeiten eingebaut wurden. Wichtig ist jetzt das Verhalten der Amplituden der zum Hang senkrechten Feldkomponente längs der Berg-Oberfläche. Man sieht, daß durch die wechselnden Gesteine an der Oberfläche eine Verteilung der Amplituden des erdelektrischen Feldes erzeugt werden kann, die den Einfluß der Topographie auf das erdelektrische Feld umdreht und in etwa gleich der gemessenen Amplitude der natürlichen Variationen des erdelektrischen Feldes ist.

Gegenüber dem Einfluß der oberflächen-nahen Gesteins-Einheiten auf die natürlichen Variationen des erdelektrischen Feldes ist also der Topographie-Effekt auf das erdelektrische Feld zumindest in einem so heterogenen Gebiet wie dem Alpenraum zu vernachlässigen. Den bestimmenden Einfluß auf das erdelektrische Feld und damit auf die ρ_s -Kurven im Bereich der Alpen besitzen die oberflächen-nahen Gesteine, damit verbunden der Einfluß der elektrischen Leitfähigkeit der oberflächen-nahen Gesteins-Einheiten. Dieser Einfluß der oberflächen-nahen Leitfähigkeits-Strukturen soll im folgenden besprochen werden.

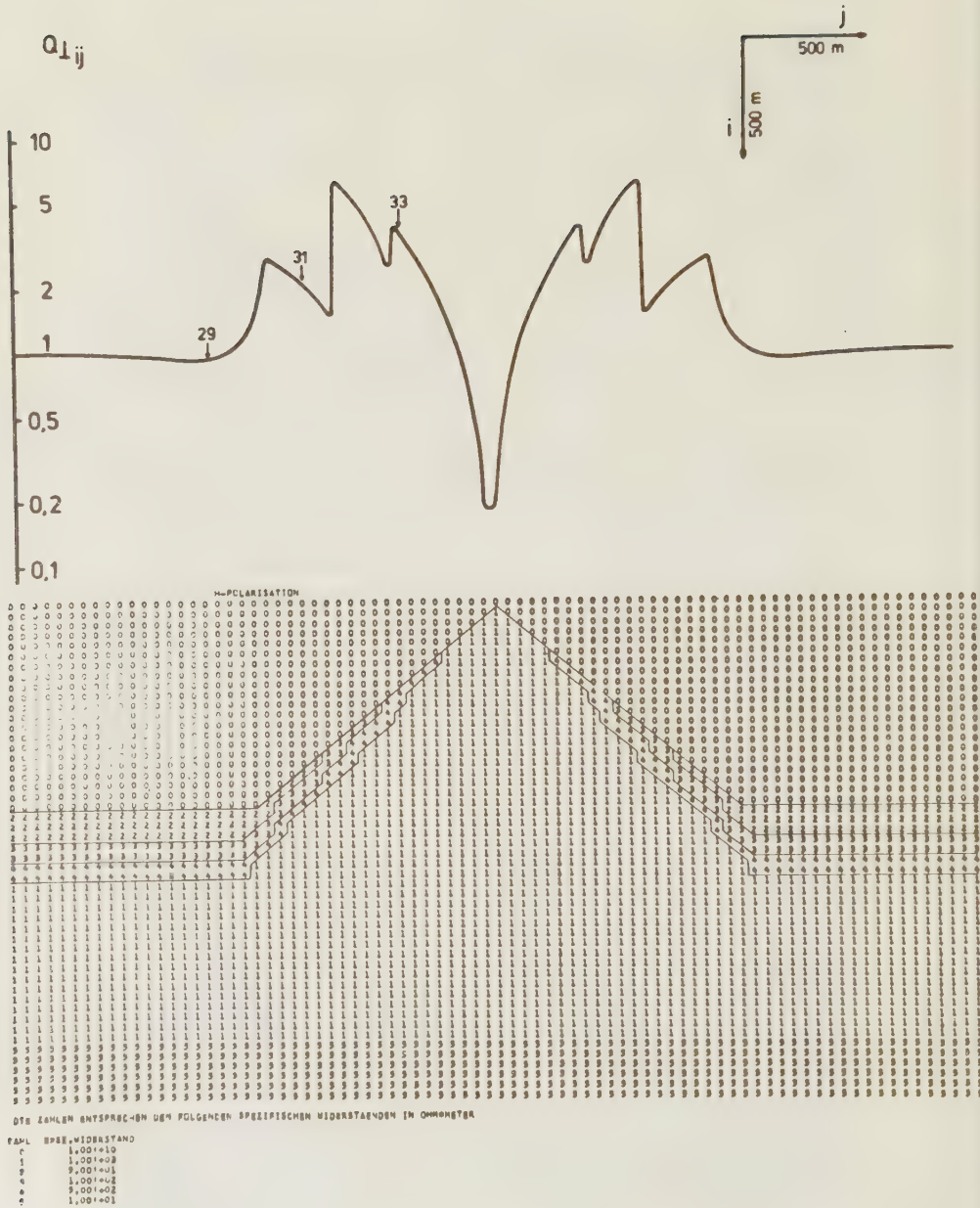


Abbildung 23. Bildunterschrift Seite 83

Abbildung 23

Wechselnde Leitfähigkeits-Kontraste durch die Gesteine an der Oberfläche erzeugen eine Amplituden-Verteilung der zum Hang senkrechten Feldkomponente, die den Modellrechnungen des Einflusses der Gelände-Topographie auf das erdelektrische Feld entgegengesetzt ist. Die stark wechselnden Gesteins-Einheiten an der Oberfläche mit unterschiedlicher elektrischer Leitfähigkeit und Mächtigkeit der Schichten können das elektrische Feld im Gegensatz zur Theorie verstärken. Dieser Effekt der Verstärkung des elektrischen Feldes wurde im Untersuchungsgebiet des Felbertales in ähnlicher Größenordnung gemessen.

7.2. Der Einfluß der elektrischen Leitfähigkeit der obersten Gesteinsschichten auf das erdelektrische Feld

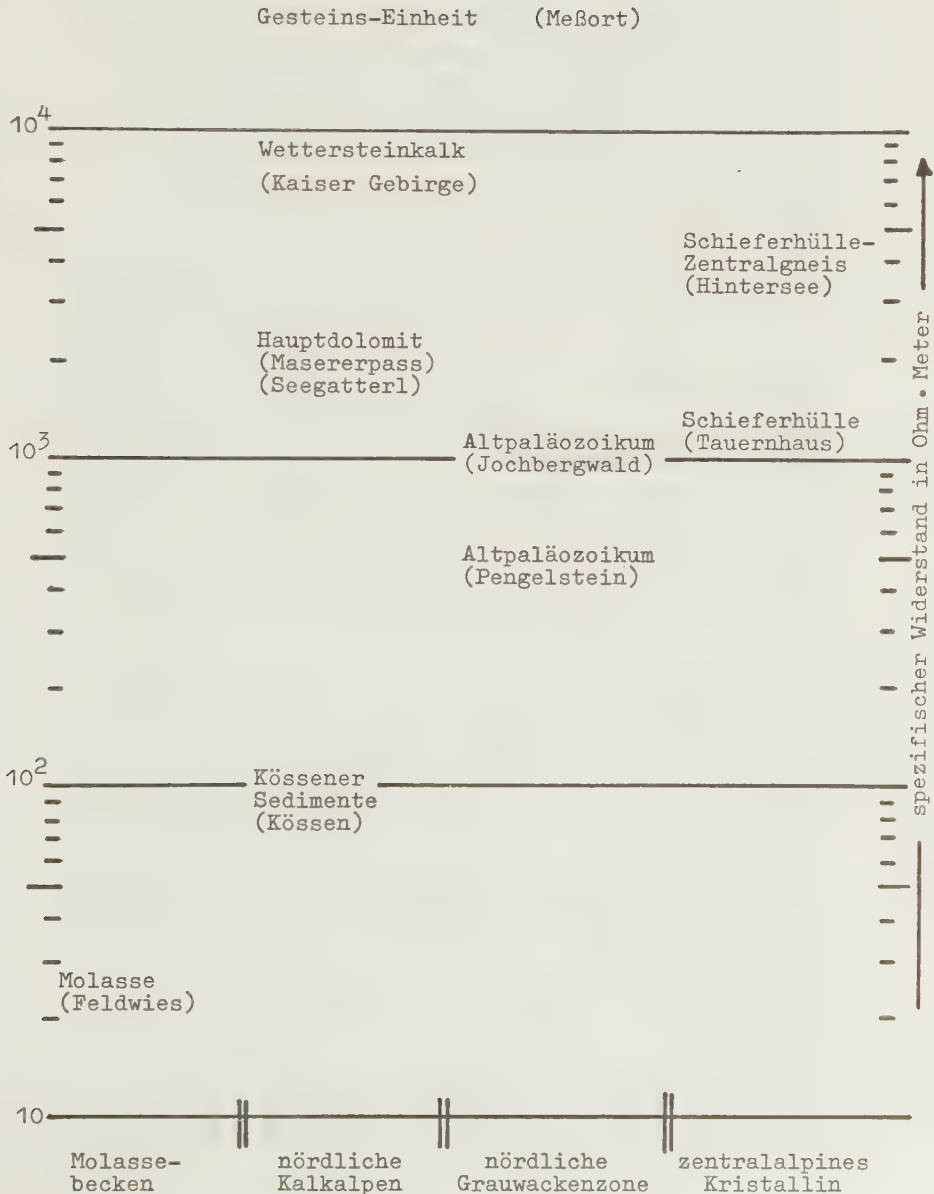
Eine möglichst genaue Kenntnis der elektrischen Leitfähigkeit der obersten Gesteinsschichten ist nach den vorangegangenen Betrachtungen notwendige Voraussetzung für die Modellrechnung und Interpretation der Meßergebnisse. Deshalb wurden zur Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit der oberflächen-nahen Gesteins-Einheiten zwischen dem Chiemsee und den Hohen Tauern geoelektrische Tiefenson-dierungen nach dem Schlumberger-Verfahren durchgeführt (BEBLO, KEMMERLE 1974). Es wurde versucht, repräsentative Werte des wahren Widerstandes für die Gesteine der Molasse, des nördlichen Kalkalpin, der Grauwackenzone und der Schieferhülle der Hohen Tauern zu erhalten. Das Ergebnis dieser Untersuchungen ist in Tabelle 4 zusammengefasst.

Es fällt auf, daß die Molasse-Sedimente mit im Mittel $20 \Omega \text{m}$ des spezifischen Widerstandes der einzige großräumige gute Leiter im Untersuchungsgebiet sind. Ähnlich geringe Widerstandswerte wurden nur noch im Sedimenttrog im Gebiet Kössen gemessen, welcher jedoch eine lokale, kleine, nicht für die Alpen repräsentative Struktur ist.

Obwohl die Gesteine des Alpenkörpers selber alle schlecht leitend sind, zeigen sich doch deutliche Unterschiede in den mittleren spezifischen Widerständen der einzelnen Formationen.

Für das nördliche Kalkalpin (Hauptbestandteil Hauptdolomit) ergibt sich ein mittlerer Wert des wahren spezifischen Widerstandes von etwa $2000 \Omega \text{m}$. Im Gebiet des aus Wettersteinkalk gebildeten Wilden Kaisers sind die Werte des spezifischen Widerstandes wesentlich größer ($> 5000 \Omega \text{m}$). Gegenüber dem nördlichen Kalkalpin ist die Struktur der nördlichen Grauwackenzone (Altpaläozoikum) deutlich besser leitend. Ein recht guter Mittelwert des wahren spezifischen

Tabelle 4



Widerstandes dieses Gebietes dürften 700 - 800 Ω m sein. Die Werte des spezifischen Widerstandes der Gesteine der Schieferhülle der Hohen Tauern sind wieder größer. Im nördlichsten Bereich der Schieferhülle ergibt sich ein Mittelwert von 1300 Ω m. Nahe dem Alpenhauptkamm wurden spezifische Widerstände von 3000 - 4000 Ω m gemessen. In diesem Bereich findet der Übergang von Schieferhülle zum Zentralgneis statt, sodaß diese hohen Widerstandswerte nicht überraschen.

Die mittleren spezifischen Widerstände der obersten Gesteinsschichten spiegeln sich im Niveau der mit der Methode der Magnetotellurik berechneten Kurven des scheinbaren spezifischen Widerstandes als Funktion der Periode parallel zur Vorzugsrichtung des erdelektrischen Feldes (siehe Abbildung 17, Kap. 6.7).

Die Kurven $\varrho_{S||VZ}$ im Gebiet des Kössener Sedimenttroges liegen im ϱ T-Diagramm im Niveau bei 100 Ω m.

Die Kurven $\varrho_{S||VZ}$ der Stationen im anstehenden Kalkalpin (GRI, STJ) liegen im Mittel um 2000 Ω m.

Das Niveau der Kurven des scheinbaren spezifischen Widerstandes parallel zur Vorzugsrichtung im Altpaläozoikum (Stationen REI, OBA, JOW) deckt sich ebenfalls mit den nach dem Schlumberger-Verfahren erhaltenen Werten des wahren spezifischen Widerstandes von 700 - 800 Ω m für die obersten Gesteinseinheiten.

Auch an den Stationen in der Schieferhülle der Hohen Tauern (TAU, HIS) wird das nach den Schlumberger-Messungen erwartete Niveau > 1000 Ω m bei den berechneten Kurven im ϱ T-Diagramm erreicht.

Nur die Kurven $\varrho_{S||VZ}$ der Stationen im Salzachtal (PAT, SET, HOL) stören diese klare Bild, denn sie liegen im Niveau deutlich höher (5000 - 8000 Ω m). Dieser Effekt kann nur durch eine oberflächen-nahe Gesteinseinheit mit ähnlich hohem Wert des wahren spezifischen Widerstandes gedeutet werden. Es ist zu vermuten, daß diese notwendige, schlecht leitende, oberflächen-nahe Struktur mit der in diesem Gebiet auskeilenden Formation Quarzphyllit in Verbindung gebracht werden kann.

Die Untersuchungen der oberflächen-nahen Strukturen auf das erdelektrische Feld im Untersuchungsgebiet zeigen zusammenfassend:

1. Ein Einfluß der Gelände-Topographie auf die Amplituden der natürlichen Variationen des erdelektrischen Feldes ist im heterogenen Gebiet der Ostalpen nicht meßbar.
2. Die elektrische Leitfähigkeit der obersten Gesteinseinheiten scheint das Niveau der berechneten Kurven des scheinbaren spezifischen Widerstandes als Funktion der Periode zu bestimmen.

Punkt 2 muß notwendigerweise bei der Modellrechnung zur Interpretation der Leitfähigkeits-Verteilung mit der Tiefe berücksichtigt werden.

Da das Modell in der Tiefenaussage der elektrischen Leitfähigkeit an die bekannte Oberfläche anschließen muß, ergeben sich somit für das Modell feste Randwerte der elektrischen Leitfähigkeit an der Erdoberfläche. Die Werte des scheinbaren spezifischen Widerstandes an der Erdoberfläche längs des Profiles sollten sich in etwa nach Tabelle 5 verhalten:

Tabelle 5.

Verhältnis der Werte des spezifischen Widerstandes an der Erdoberfläche für das Untersuchungsgebiet:

Molasse	zu	Kalkalpin	1	zu	100
Kalkalpin	zu	Altpaläozoikum	1	zu	0,3
Altpaläozoikum	zu	Schieferhülle der Hohen Tauern	1	zu	2

8. Die Interpretation der Meßergebnisse durch Modellrechnung

8.1. Die Grundlagen der Modellrechnung

Mit Hilfe der Modellrechnung sollen für eine beliebige Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit $\sigma = \sigma(x,y,z)$ des Untergrundes die magnetischen- und elektrischen Felder an der Erdoberfläche berechnet werden. Aus diesen berechneten Feldwerten lässt sich dann für jeden Punkt an der Erdoberfläche der scheinbare spezifische Widerstand ρ_s sowie die Phasendifferenz ϕ zwischen magnetischem- und elektrischem Feld bestimmen. Die berechneten Widerstände und Phasendifferenzen sind mit den aus den Registrierungen gewonnenen Werten zu vergleichen. Das jeweilige Modell muß solange verändert werden, bis optimale Übereinstimmung erzielt wird. Im Prinzip erfüllen im Rahmen der Meßgenauigkeit viele unterschiedliche Modelle die gleichen Forderungen. Durch die geologischen Realitäten wird die Vielfalt der Modelle jedoch erheblich eingeschränkt, was schließlich zu nur wenigen wahrscheinlichen Modellen führt.

Die Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit des Untergrundes ist meist dreidimensional anzunehmen. Besonders im heterogenen Bereich der Alpen liegt sicher eine dreidimensionale Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit vor. Obwohl die Mathematik zur Berechnung von Modellen mit dreidimensionaler Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit bekannt ist, können solche Modelle heute an den üblichen elektronischen Großrechenanlagen wegen der großen Rechenzeiten und Speicherbedürfnisse noch nicht berechnet werden. Man ist daher gezwungen, auf Modellrechnungen mit ein- oder zweidimensionaler Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit im Untergrund zurückzugreifen. Dadurch sind die Modelle nicht eindeutig. Sie geben nur eine mögliche, wenn auch wahrscheinliche Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit wieder.

8.1.1. Modellrechnung mit eindimensionaler Leitfähigkeits-Verteilung

Für die in Kap 8.2 zu besprechenden eindimensionalen Modelle der Leitfähigkeitsverteilung des Untergrundes wurden die Werte des scheinbaren spezifischen Widerstandes und der Phasendifferenzen zwischen magnetischem- und elektrischem Feld nach Gleichung (23) und (24) aus Kap. 3 berechnet.

8.1.2. Modellrechnung mit zweidimensionaler Leitfähigkeits-Verteilung

Bei zweidimensionaler Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit $\sigma = \sigma(y, z)$ existieren in einer Richtung, z.B. der x-Richtung, keine Änderungen der magnetischen- und elektrischen Feldstärke, d.h. die Ableitung $d\vec{F}/dx$ bzw. $d\vec{E}/dx := 0$. Dies bedeutet aber nicht, daß Feldkomponenten Null gesetzt werden. Durch die Bedingung $d\vec{F}/dx$ bzw. $d\vec{E}/dx := 0$ lassen sich die vereinfachten Maxwell-Gleichungen (siehe Kap. 3) in Komponentenschreibweise darstellen zu:

$$(36) \quad \frac{\partial F_z}{\partial y} - \frac{\partial F_y}{\partial z} = 4\pi\sigma E_x$$

$$(37) \quad \frac{\partial F_x}{\partial z} = 4\pi\sigma E_y$$

$$(38) \quad -\frac{\partial F_x}{\partial y} = 4\pi\sigma E_z$$

$$(39) \quad \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -i\omega F_x$$

$$(40) \quad \frac{\partial E_x}{\partial z} = -i\omega F_y$$

$$(41) \quad -\frac{\partial E_x}{\partial y} = -i\omega F_z$$

Diese sechs Gleichungen können zu zwei Gruppen zusammengefasst werden:

1. Gleichung (36), (40), (41) mit den Feldkomponenten $\vec{E} = (E_x, 0, 0)$ und $\vec{F} = (0, F_y, F_z)$.

Diesen Fall bezeichnet man als E-Polarisation.

2. Gleichung (39), (37), (38) mit den Feldkomponenten $\vec{E} = (0, E_y, E_z)$ und $\vec{F} = (F_x, 0, 0)$.

Diesen Fall bezeichnet man als H-Polarisation.

Nach Umrechnung in Differentialgleichungen mit nur einer Feldkomponente ergibt sich:

$$(42) \quad \frac{\delta^2 E_x}{\delta y^2} + \frac{\delta^2 E_x}{\delta z^2} = 4\pi i \omega \sigma E_x \quad \text{E-Polarisation}$$

$$(43) \quad \frac{\delta^2 F_x}{\delta y^2} + \frac{\delta^2 F_x}{\delta z^2} = 4\pi i \omega \sigma F_x \quad \text{H-Polarisation}$$

Nach Berechnung dieser beiden Gleichungen für eine vorgegebene Verteilung von $\mathfrak{G} = \mathfrak{G}(y, z)$ erhält man Lösungen, falls:

1. Im Falle der E-Polarisation E_x in der ganzen (y, z) -Ebene bekannt ist. Dann ist E_x an der Oberfläche ($E_x(y, 0)$) bekannt, woraus sich nach Gleichung (40) und (41) $F_y(y, z)$ und $F_z(y, z)$ berechnen lassen.
2. Im Falle der H-Polarisation F_x in der ganzen (y, z) -Ebene bekannt ist. Dann ist F_x an der Oberfläche ($F_x(y, 0)$) bekannt, woraus sich nach Gleichung (37) und (38) $E_y(y, z)$ und $E_z(y, z)$ berechnen lassen.

Zu einer numerischen Lösung von Gleichung (42) und (43) gelangt man mit der Methode von endlichen Differenzen. Dazu legt man ein Netz mit beliebigen Gitterabständen über die (y, z) -Ebene, wobei die Gitterlinien parallel und senkrecht zu y und z verlaufen müssen.

Der folgende Rechengang wird nur für Gleichung (42) dargestellt. Er ist für Gleichung (43) formal der gleiche. Über eine Taylor-Entwicklung erfolgt die Umwandlung der Differentialgleichung in eine Differenzengleichung:

$$(44) \quad E_x(y + \Delta y, z) = E_x(y, z) + \Delta y \frac{\delta E_x}{\delta y} \bigg|_{y,z} + \frac{\Delta^2 y}{2} \frac{\delta^2 E_x}{\delta y^2} \bigg|_{y,z}$$

$$(45) \quad E_x(y - dy, z) = E_x(y, z) - dy \frac{\delta E_x}{\delta y} \bigg|_{y,z} + \frac{d^2 y}{2} \frac{\delta^2 E_x}{\delta y^2} \bigg|_{y,z}$$

Δy = Gitterweite in positiver y- bzw. z-Richtung

dy = Gitterweite in negativer y- bzw. z-Richtung.

Gleichung (44) und (45) beschreiben die Feldfortsetzung nach rechts und links vom Zentralpunkt (y, z) .

Beide Gleichungen sind voneinander unabhängig, sodaß sich berechnen lässt:

$$(46) \quad \frac{\delta E_x}{\delta y} = \left[\frac{dy}{\Delta y} (E_x(y + \Delta y, z) - E_x(y, z)) - \frac{\Delta y}{dy} (E_x(y - dy, z) - E_x(y, z)) \right] \frac{1}{\Delta y + dy}$$

$$(47) \quad \frac{\delta^2 E_x}{\delta y^2} = \frac{2}{\Delta y + dy} \left(\frac{E_x(y + \Delta y, z)}{\Delta y} + \frac{E_x(y - dy, z)}{dy} \right) - \frac{2}{\Delta y + dy} (E_x(y, z)) \left(\frac{1}{\Delta y} + \frac{1}{dy} \right)$$

das analoge gilt für $\frac{\delta E_x}{\delta z}$ und $\frac{\delta^2 E_x}{\delta z^2}$.

Für die Lösung wichtig sind die internen Randbedingungen, die Randbedingungen an Grenzen von Leitfähigkeits-Strukturen im Modell. Da die internen Randbedingungen für die E- und H-Polarisation unterschiedlich sind, müssen beide Fälle des weiteren gesondert behandelt werden. Die unterschiedlichen Randbedingungen sollen hier nicht explizit angeschrieben werden, ich verweise auf die Literatur, insbesondere auf HAAK (1974).

Der eigentliche Rechengang ist folgender:

An den Rändern des Modelles soll die Leitfähigkeits-Verteilung nur eine Funktion der Tiefe sein (Cagniard'scher Fall). Die Leitfähigkeits-Verteilung darf am linken und rechten Rand unterschiedlich sein. An den Rändern werden die Zahlenwerte der Feldkomponenten nach den Formeln für ebene Schichtung berechnet. Durch lineare Interpolation vom linken zum rechten Rand werden dann jedem Gitterpunkt des Modelles Zahlenwerte zugeordnet. Diese jetzt vorhandene Feldverteilung wird im weiteren Rechenprozeß durch einen Summationsprozeß (Gauß-Seidel-Iteration) im Gebiet einer Leitfähigkeits-Anomalie im Modell mit Hilfe der internen Randbedingungen verändert. Durch die Methode der Sukzessiven Überrelaxation kann die Konvergenz des Iterations-Prozesses beschleunigt werden. Bisher wurden die Felder an den Rändern nicht geändert. Würden jedoch die durch die zweidimensionale Leitfähigkeits-Anomalie im Modell erzeugten anomalen Felder über den Rand hinausgreifen, so würden durch feste Randwerte erhebliche Fehler entstehen. Deshalb wurden freie Randwerte eingeführt. Bei den freien Randwerten wird so verfahren, als ob an den Rändern noch nicht abgeklungene anomale Felder über den Modellrand hinaus in einen Halbraum "diffundieren" würden.

8.2. Die Ergebnisse der Modellrechnung und die Interpretation der Meßergebnisse

Im Gegensatz zur direkten Interpretation der Meßergebnisse, die bei anderen Verfahren der Geophysik in begrenztem Umfang möglich ist, stehen bei der Interpretation magnetotellurischer Messungen keine direkten Inversions-Verfahren zur Verfügung. Nur über die indirekte Methode der Modellrechnung und Anpassung der Modelle an die in der Natur gemessene Feldverteilung kann eine Aussage über die Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit mit der Tiefe gemacht werden.

Es wurde oben bereits angedeutet, daß die Zahl der die Modellrechnung steuernden Parameter sehr groß ist, was zu einer Vieldeutigkeit führt. Zu Anfang sollen hier deshalb die wichtigsten bisher bekannten Ergebnisse der Auswertung kurz zusammengefasst werden, da damit die Zahl der für die Modellrechnung freien Parameter weitgehend eingeschränkt werden kann.

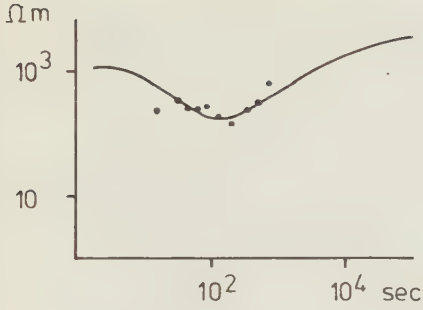
1. Die Polarisationsrichtung (Vorzugsrichtung) des erd-elektrischen Feldes ist im Untersuchungsgebiet besonders stark, was auf laterale Änderungen der Leitfähigkeits-Verteilung hindeutet.
2. Die Verteilung der Vorzugsrichtung des erdelektrischen Feldes im Untersuchungsgebiet zeigt für die einzelnen großräumigen Gesteinseinheiten typische Polarisationsrichtungen. Trotzdem sind ausgeprägte zweidimensionale Strukturen der elektrischen Leitfähigkeit im Untergrund nicht erkennbar.
3. Die Gelände-Topographie hat im Untersuchungsgebiet einen untergeordneten Einfluß auf die Feldverteilung.
4. Das Niveau der Kurven des scheinbaren spezifischen Widerstandes parallel zur Vorzugsrichtung des erdelektrischen Feldes an den einzelnen Meßstationen stimmt gut mit den Werten des wahren spezifischen Widerstandes der obersten Gesteinsschichten überein.

5. Da ausgeprägte, tieferliegende zweidimensionale Leitfähigkeits-Strukturen durch die heterogene Oberfläche im Untersuchungsgebiet nicht erkennbar sind, können die Kurven des scheinbaren spezifischen Widerstandes ϱ_{SMVZ} und ϱ_{SLVZ} nicht einer zweidimensionalen Struktur im Untergrund zugeordnet werden.
6. Die Kurven der Phasendifferenzen zwischen Magnetfeld und erdelektrischem Feld parallel und senkrecht zur Vorzugsrichtung sind nahezu gleich. Da alle Phasenkurven dasselbe Verhalten, nämlich eine große Phasendifferenz bei kurzen Perioden, zeigen, kann man auf eine Zone guter elektrischer Leitfähigkeit unter allen Stationen in nicht allzu großer Tiefe schließen. Dagegen existiert eine Zone schlechter elektrischer Leitfähigkeit wegen der kleinen Phasendifferenzen bei langen Perioden in größerer Tiefe.
7. Die Ergebnisse der erdmagnetischen Tiefenondierung (BERKTOLD 1974) deuten auf eine lokal erhöhte elektrische Leitfähigkeit in noch unbekannter Tiefe südlich des Alpenhauptkammes hin.

Um erste Anhaltspunkte für die Berechnung zweidimensionaler Modelle zu erhalten, wurden nach der Methode von Cagniard eindimensionale Modelle für ausgewählte Stationen, die jeweils eine größere geologische Einheit im Alpenraum repräsentieren, berechnet. Das Ergebnis dieser Rechnungen ist in Abbildung 24 dargestellt. Die Abbildung zeigt die Schichtmodelle, die berechneten ϱ_s - und Phasenkurven und die aus den Messungen gewonnenen Werte. Dargestellt sind Modelle für die Stationen JOW (nördliche Grauwackenzone) und TAU (Schieferhülle der Hohen Tauern).

Bei beiden Modellen mußte eine Schicht guter elektrischer Leitfähigkeit zwischen einer schlecht leitenden Schicht nahe der Oberfläche und einem schlecht leitenden homogenen Halbraum eingeführt werden. Als spezifischer

JOW



TAU

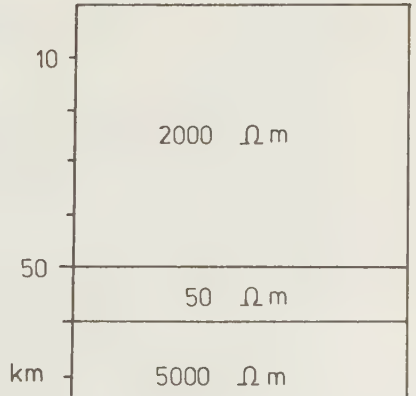
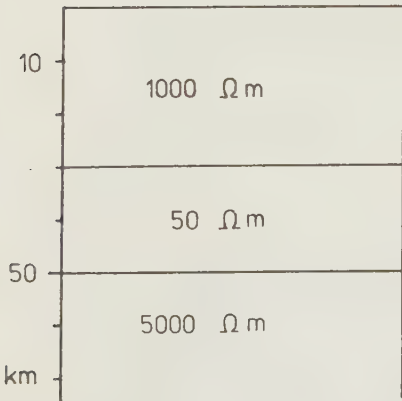
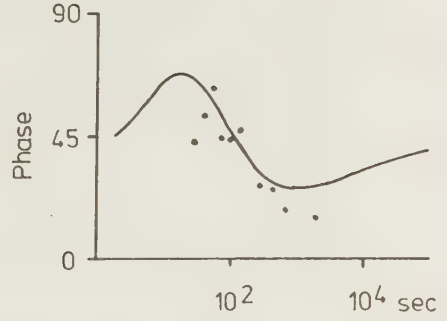
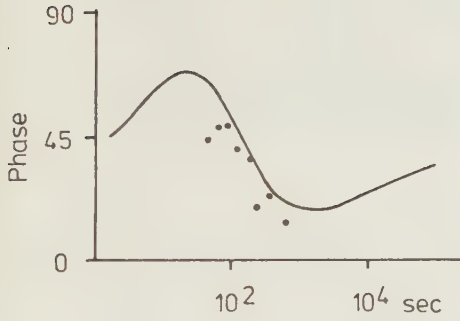
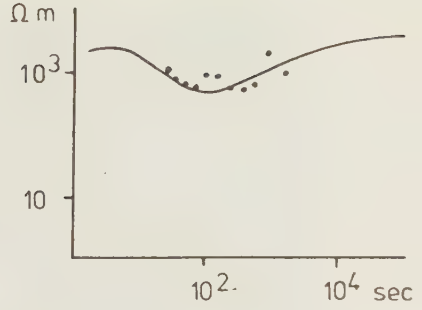


Abbildung 24. Bildunterschrift Seite 96

Widerstand der obersten Schicht wurde der Wert des wahren spezifischen Widerstandes der obersten Zehner-Meter nach den Ergebnissen der geoelektrischen Tiefenondierung benutzt. Die starken Unterschiede des wahren spezifischen Widerstandes an der Oberfläche an den einzelnen Stationen bedingt die unterschiedliche Tiefenlage des guten Leiters in den Modellen. Mit diesem Verfahren: spezifischer Widerstand der obersten Schicht = wahrer spezifischer Widerstand an der Oberfläche, lassen sich für das nördliche Kalkalpin keine realistischen Modelle angeben. Der hohe spezifische Widerstand an der Erdoberfläche bewirkt, daß die ϱ_s -Kurve im Niveau bei zu hohen Widerstandswerten liegt. Trotzdem ist auch bei solchen unrealistischen Modellen eine Zone erhöhter Leitfähigkeit in geringer Tiefe notwendig.

Zusammenfassend ergibt sich aus den eindimensionalen Modellen:

Im Untersuchungsgebiet existiert eine Zone hoher elektrischer Leitfähigkeit in einem Tiefenbereich größer 30 bis 50 km. Die mit eindimensionalen Modellen berechneten Tiefen des guten Leiters sind nur ein Anhaltspunkt der wahren Tiefe, da die spezifischen Widerstände der obersten Gesteinsschichten die Modellrechnung bestimmen. Des weiteren ist eine Interpretation der Meßergebnisse mit eindimensionalen Modellen im heterogenen Gebiet der Alpen nur eine erste Annäherung an die in Wirklichkeit vorhandene elektrische Leitfähigkeits-Verteilung des tieferen Untergrundes.

Abbildung 24

Eindimensionale Modelle für zwei Stationen im Untersuchungsgebiet. Station JOW, repräsentative Station für die nördliche Grauwackenzone und Station TAU, repräsentativ für die Schieferhülle der Hohen Tauern. Dargestellt sind die Modelle und die dazu berechneten Kurven des scheinbaren spezifischen Widerstandes und der Phasendifferenz zwischen magnetischem- und elektrischem Feld. In diese Kurven sind die aus den Messungen gewonnenen Werte als Punkte eingezeichnet. Beide Modelle besitzen einen guten Leiter in nicht allzu großer Tiefe.

Ausgehend von den Ergebnissen der Berechnung eindimensionalen Modelle wurde versucht, die Registrierungen an allen Meßstationen durch zweidimensionale Modelle der Leitfähigkeits-Verteilung im Untergrund zu interpretieren. Die Schwierigkeit liegt hierbei darin, daß aus dem Meßmaterial selbst nicht sicher beurteilt werden kann, welche der Kurven des scheinbaren spezifischen Widerstandes den beiden Fällen E-Polarisation und H-Polarisation einer zweidimensionalen Leitfähigkeits-Struktur zuzuordnen ist. Ginge man davon aus, daß im hier zu betrachtenden Bereich der Alpen eine generelle Streichrichtung der Gesteine und damit der elektrischen Leitfähigkeit von Ost nach West anzunehmen ist, müßten die Kurven des scheinbaren spezifischen Widerstandes parallel und senkrecht zur Vorzugsrichtung des erdelektrischen Feldes wie folgt aufgeteilt werden:

Station:	GRI	STJ	REI	OBA	JOW	PAT	SET	HOL	TAU	HIS
Komponente der										
E-Pol.:	$\varrho_{s\perp}$	$\varrho_{s\perp}$	$\varrho_{s\parallel}$	$\varrho_{s\parallel}$	$\varrho_{s\parallel}$	$\varrho_{s\perp}$	$\varrho_{s\perp}$	$\varrho_{s\parallel}$	$\varrho_{s\perp}$	$\varrho_{s\perp}$
H-Pol.:	$\varrho_{s\parallel}$	$\varrho_{s\parallel}$	$\varrho_{s\perp}$	$\varrho_{s\perp}$	$\varrho_{s\perp}$	$\varrho_{s\parallel}$	$\varrho_{s\parallel}$	$\varrho_{s\perp}$	$\varrho_{s\parallel}$	$\varrho_{s\parallel}$
	nördliche		nördliche		Salzachtal			Schiefer-		
	Kalkalpen		Grauwacken-					hülle der		
			zone					Hohen Tauern		

An den Stationen KÖS und SWE im Bereich des Sedimenttroges im Gebiet Kössen ist es sicher nicht erlaubt, die Komponenten in E-Polarisation und H-Polarisation aufzuteilen. Die Ausdehnung des Sedimenttroges ist deutlich kleiner als der Induktionsraum der Perioden > 10 sec, sodaß nur die H-Polarisation hier einen bestimmenden Einfluß hat.

Es sieht so aus, als ob nur im Bereich der nördlichen Grauwackenzone (Altpaläozoikum) ein Wechsel der Komponenten bezüglich der z.B. H-Polarisation von den Kurven $\varrho_{s\parallel VZ}$ zu $\varrho_{s\perp VZ}$ existiert (ebenso an der Station HOL im Salzachtal,

dies dürfte ein Effekt der oberflächen-nahen, gut leitfähigen Fluß-Sedimente sein). Wäre diese Aufteilung erlaubt, müßte man in der Modellrechnung im Bereich der nördlichen Grauwackenzone einen 10 km mächtigen, direkt an der Erdoberfläche liegenden, sehr gut leitenden Körper ($< 50 \Omega m$) einführen, was vermutlich nicht mit der Natur vereinbart werden kann.

Die Annahme einer generellen Streichrichtung Ost-West der Gesteins-Einheiten und damit der elektrischen Leitfähigkeit im Untersuchungsgebiet ist insofern zweifelhaft, da alle hier vorliegenden Gesteine bei der Bildung dieses Bereiches der Alpen bewegt worden sind.

Für die Interpretation der Meßergebnisse wurde daher von einer starren zweidimensionalen Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit und der damit notwendigen Aufteilung der Komponenten von Station zu Station abgesehen. Da jedoch dreidimensionale Modelle (wie schon früher erwähnt) noch nicht berechnet werden können, wurde mit einer zweidimensionalen Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit im Untergrund gerechnet, um erste, rein qualitative Modelle angeben zu können.

Als Randwerte für die Berechnung zweidimensionaler Modelle wurde angenommen:

1. Die Verteilung der spezifischen Widerstände an der Modelloberfläche soll die Ergebnisse der geoelektrischen Tiefensondierung widerspiegeln (siehe Kap. 7.2).
2. Diese Variation der spezifischen Widerstände an der Oberfläche des Modelles soll die gemessenen Werte für die Kurven des scheinbaren spezifischen Widerstandes parallel zur Vorzugsrichtung des erdelektrischen Feldes im Falle der H-Polarisation erklären.
3. Für die E-Polarisation werden die Werte der Kurven des scheinbaren spezifischen Widerstandes senkrecht zur Vorzugsrichtung des erdelektrischen Feldes benutzt. Das starke "Auf und Ab" in den Kurven φ_{sIVZ} (siehe Abbildung 17) soll hier nicht interpretiert werden. Es ist vermutlich eine Folge der dreidimen-

sionalen Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit des Untergrundes. Zur Interpretation wurde nur das Niveau der Q_{SLVZ} -Kurven im Q_T -Diagramm der einzelnen Meßstationen benutzt.

4. Die Kurven der Phasen-Differenzen zwischen magnetischem und erdelektrischem Feld (siehe Abbildung 18) zeigen - außer bei kurzen Perioden - keine signifikanten Unterschiede bezüglich den Komponenten parallel und senkrecht zur Vorzugsrichtung des erdelektrischen Feldes. Das Modell soll also sowohl im Falle der H-Polarisation als auch im Falle der E-Polarisation ähnliche Phasen-Differenzen als Funktion der Periode ergeben. Bei kurzen Perioden soll die Phasen-Differenz zwischen magnetischem und elektrischem Feld groß sein, dagegen bei langen Perioden deutlich kleiner werden.

Die Ergebnisse der Rechnungen mit einer zweidimensionalen Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit im Untergrund sollen an zwei Modellen (Abbildung 25 bis 29) diskutiert werden.

Beiden Modellen gemeinsam ist eine 7 km mächtige Deckschicht, die die Variationen der spezifischen Widerstände an der Oberfläche erklärt. Der tiefere Untergrund unterscheidet jedoch beide Modelle:

In Modell 1 (Abbildung 25) existiert in geringer Tiefe eine Zone erhöhter elektrischer Leitfähigkeit. Diese, unter den Ostalpen mächtiger werdende Zone erhöhter elektrischer Leitfähigkeit ist der Zone der Geschwindigkeits-Inversion seismischer Longitudinal-Wellen (ANGENHEISTER et al. 1972) in Form, Mächtigkeit und Tiefenlage angepasst (siehe dazu auch Abbildung 1, Kap. 2). Mit zunehmender Tiefe folgt eine Zone schlechter elektrischer Leitfähigkeit bis in 80 km Tiefe. Die folgende 10 km mächtige Schicht ist wieder ein guter elektrischer Leiter. Dieser zweite gute Leiter wird mit etwa der Mächtigkeit und Tiefenlage angenommen, wie er nach den Ergebnissen der erd-

magnetischen Tiefensondierung (BERKTOLD 1974) als groß-räumiger Leiter unter Süddeutschland zu erwarten ist. Zu noch größeren Tiefen folgt im Modell ein homogener Halbraum schlechter elektrischer Leitfähigkeit.

In Modell 2 (Abbildung 28) fehlt die Zone erhöhter elektrischer Leitfähigkeit in der Tiefe der Inversions-Zone seismischer Longitudinalwellen-Geschwindigkeit. In Modell 2 ist diese Zone schlecht leitend. Erst in 80 km Tiefe liegt eine Zone erhöhter elektrischer Leitfähigkeit. Die Dicke dieser Zone erhöhter elektrischer Leitfähigkeit ist unter dem Alpenhauptkamm am größten (45 km). Die Oberkante dieser Zone wird unter dem Alpenhauptkamm in 45 km Tiefe angenommen.

Vor der Besprechung der für beide Modelle gleichen Oberfläche soll jedoch der Einfluß der unterschiedlichen Leitfähigkeits-Strukturen beider Modelle in der Tiefe diskutiert werden.

Die, im Falle der E-Polarisation, aus beiden Modellen errechneten Werte des scheinbaren spezifischen Widerstandes längs der Modelloberfläche unterscheiden sich bei kurzen Perioden (< 100 sec) nicht signifikant. Bei längeren Perioden sind die Werte des scheinbaren spezifischen Widerstandes längs der Modelloberfläche bei Modell 1 kleiner als bei Modell 2 (Abbildung 26 und 27). Diese berechneten Werte des scheinbaren spezifischen Widerstandes sollten mit den aus den Messungen gewonnenen Werten des scheinbaren spezifischen Widerstandes senkrecht zur Vorzugsrichtung des erdelektrischen Feldes verglichen werden. Die aus den Messungen bestimmten Widerstandswerte $\varrho_{s\perp VZ}$ streuen jedoch so stark, daß die aus beiden Modellen errechneten Widerstände im Falle der E-Polarisation etwa gleich den Meßwerten sind.

Deutliche Unterschiede zeigen sich jedoch in den aus beiden Modellen errechneten Werten der Phasen-Differenzen zwischen magnetischem und elektrischem Feld an der Modelloberfläche (Abbildung 26 und 27):

Der in Modell 1 in geringer Tiefe (Tiefe der Geschwindigkeits-Inversion seismischer P-Wellen) liegende gute Leiter verhindert ein tiefes Eindringen der Felder in den Untergrund. Erst bei längeren Perioden durchdringen die Felder diese Zone erhöhter elektrischer Leitfähigkeit. Dadurch wird an der Modelloberfläche ein Phasengang als Funktion der Periode erzeugt, der den aus den Registrierungen der natürlichen Variationen von magnetischem- und elektrischem Feld bestimmten Phasen-Differenzen entgegengesetzt ist. Bei Modell 1 sind bei kurzen Perioden die Phasen-Differenzen klein, bei langen Perioden sind die Phasen-Differenzen zwischen magnetischem- und elektrischem Feld dagegen groß. Das umgekehrte Verhalten der Phasen-Differenzen als Funktion der Periode errechnet sich bei Modell 2. Kurze Perioden erzeugen eine große Phasen-Differenz, lange Perioden eine kleine Phasen-Differenz. Diese Abnahme der Phasen-Differenz zwischen magnetischem- und elektrischem Feld mit zunehmenden Perioden wurde in ähnlicher Größenordnung auch aus den Registrierungen bestimmt, sodaß hier dem Modell 2, gute elektrische Leitfähigkeit erst in größerer Tiefe, der Vorzug gegeben werden muß.

Abbildung 25

Berechnetes Modell des tieferen Untergrundes unter den Ostalpen mit zweidimensionaler Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit (Modell 1).

Unter einer 7 km mächtigen Deckschicht (identisch mit der Deckschicht des Modelles 2, Abbildung 28), welche die heterogene Oberfläche repräsentiert, liegt eine Zone erhöhter elektrischer Leitfähigkeit. Diese Zone erhöhter elektrischer Leitfähigkeit ist in Form, Mächtigkeit und Tiefenlage der Zone der Geschwindigkeits-Inversion seismischer Longitudinal-Wellen (ANGENHEISTER et al. 1972) angepasst. Es folgt eine bis in 80 km Tiefe reichende Zone schlechter elektrischer Leitfähigkeit, unterlagert von einer zweiten Zone erhöhter elektrischer Leitfähigkeit mit 10 km Mächtigkeit. Zu noch größeren Tiefen folgt im Modell ein homogener Halbraum schlechter elektrischer Leitfähigkeit.

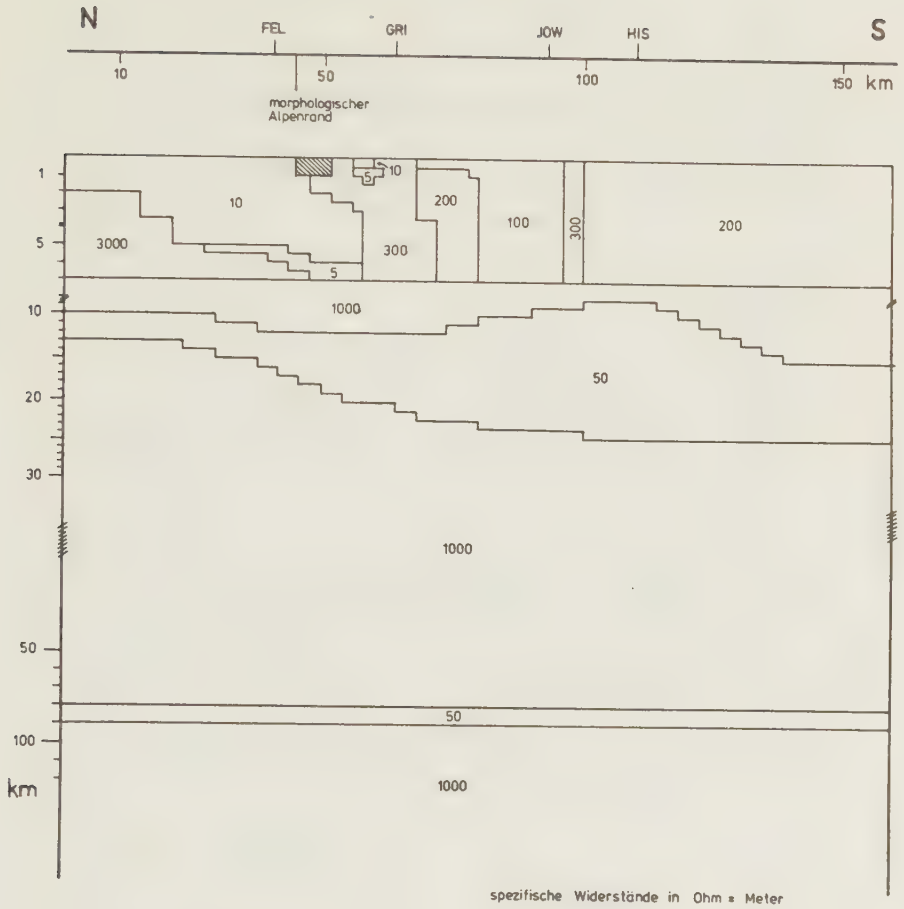
Abbildung 26

Abbildung 26 oben:

Berechneter scheinbarer spezifischer Widerstand längs der Oberfläche von Modell 1 für Perioden von 100 und 1000 sec (Stromfluß parallel zu den Grenzen der elektrischen Leitfähigkeits-Anomalien - E-Polarisation -). Die aus den Messungen berechneten Werte des scheinbaren spezifischen Widerstandes senkrecht zur Vorzugsrichtung des erdelektrischen Feldes sind nicht eingezeichnet, da nur das Niveau der $\varrho_{s\perp VZ}$ -Kurven und nicht deren "Auf und Ab" (siehe Abbildung 17) interpretiert werden können.

Abbildung 26 unten:

Berechnete Phasen-Differenzen zwischen magnetischem- und elektrischem Feld längs der Modelloberfläche für Perioden von 100 und 1000 sec. Die Phasen-Differenzen sind bei kurzen Perioden klein und bei langen Perioden groß. Dies steht im Gegensatz zu den Phasen-Differenzen der gemessenen natürlichen Variationen zwischen magnetischem- und elektrischem Feld. Aus den Messungen folgt eine Abnahme der Phasen-Differenzen mit zunehmender Periode.



MODELL 1

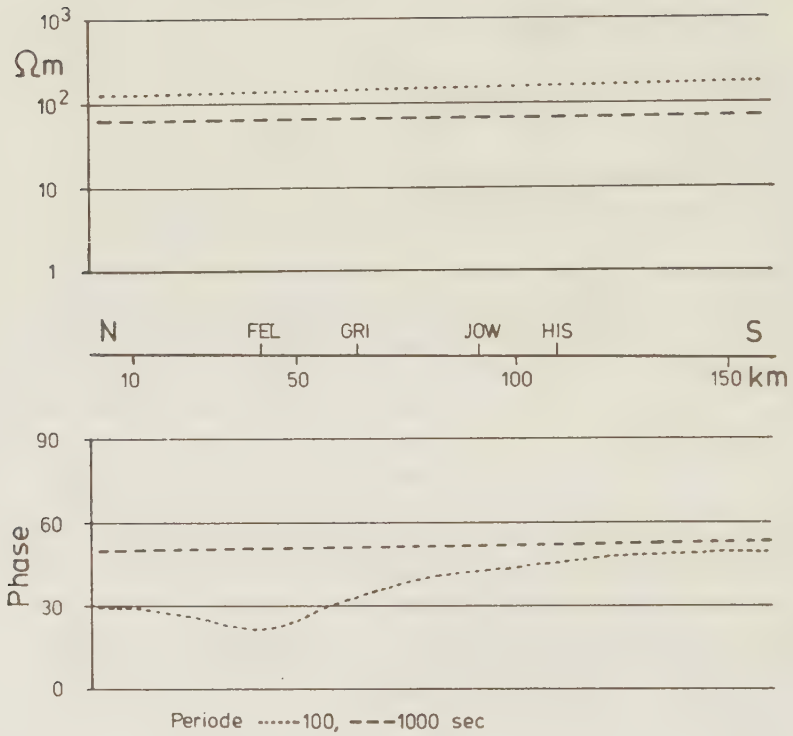
Abbildung 25

Bildunterschrift Seite 102



siehe Seite 110

E - POLARISATION

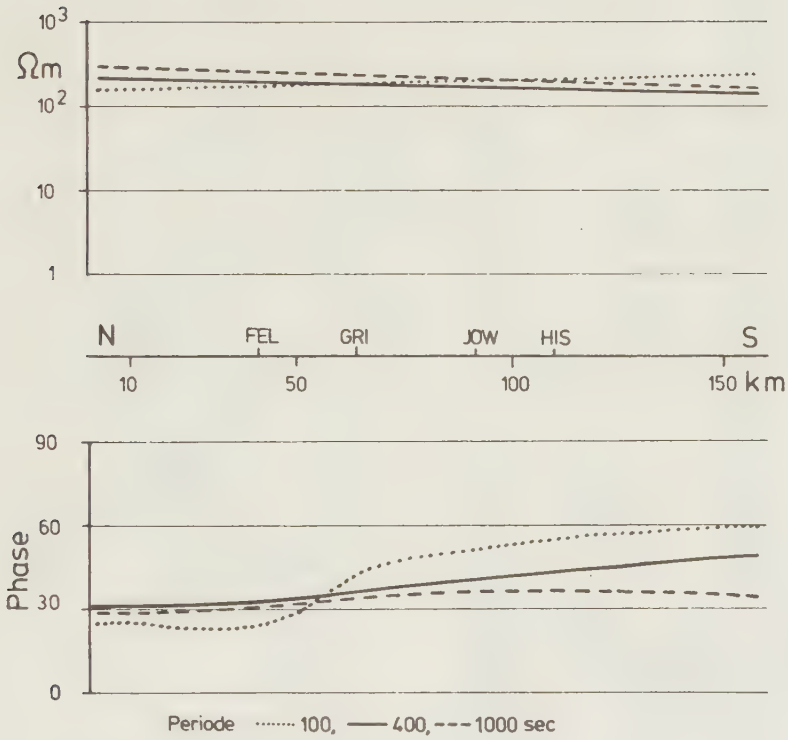


MODELL 1

Abbildung 26

Bildunterschrift Seite 102

E - POLARISATION



MODELL 2

Abbildung 27'

Bildunterschrift Seite 108

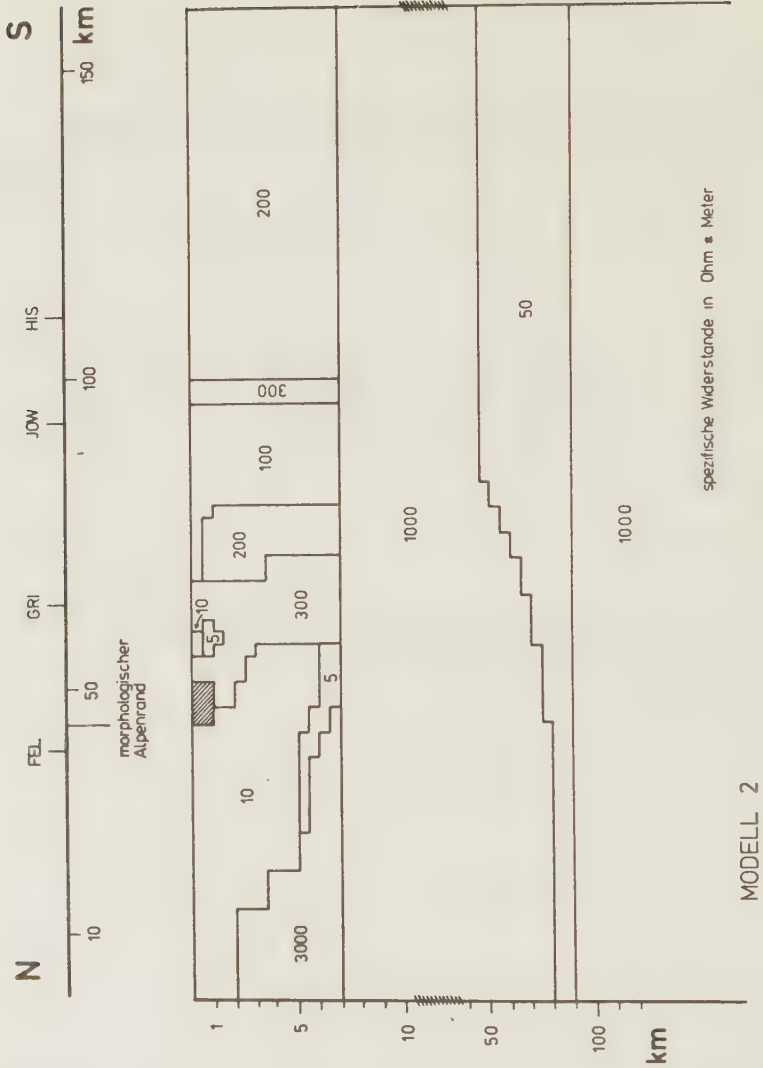


Abbildung 28

Bildunterschrift Seite 108



siehe Seite 110

H - POLARISATION

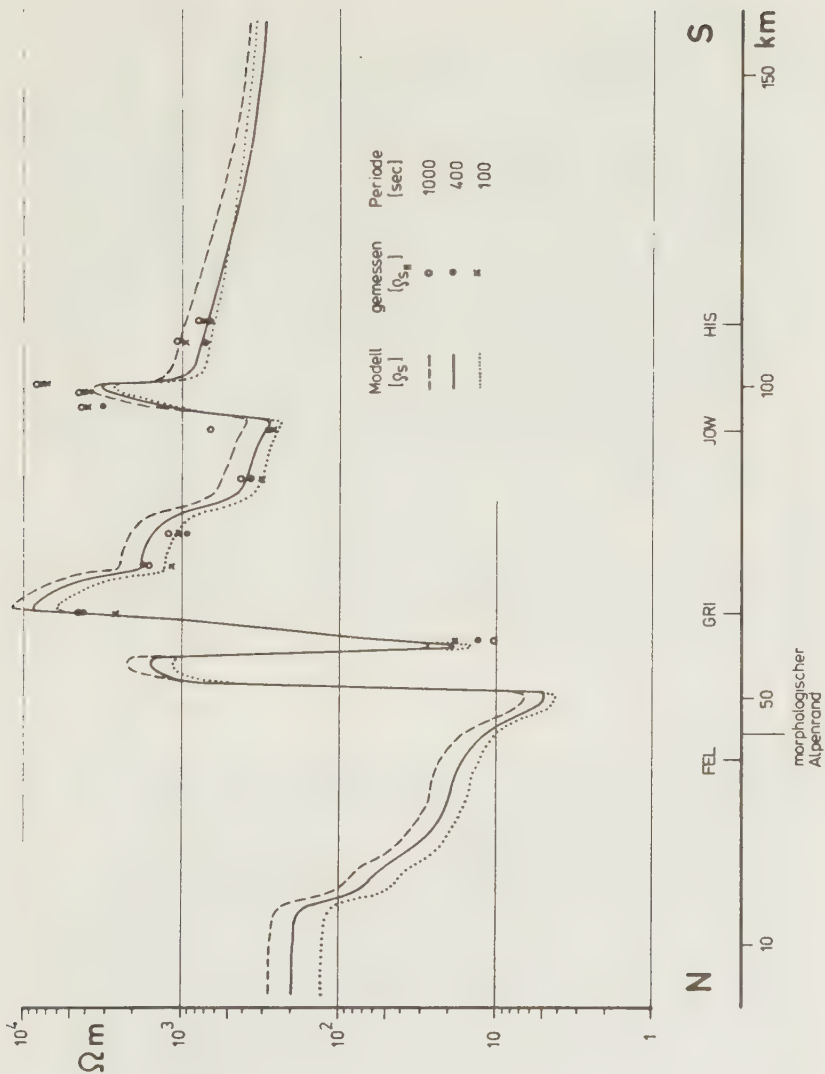


Abbildung 29

Bildunterschrift Seite 109

Abbildung 27

Abbildung 27 oben:

Berechneter scheinbarer spezifischer Widerstand längs der Oberfläche von Modell 2 für Perioden von 100, 400 und 1000 sec (Stromfluß parallel zu den Grenzen der elektrischen Leitfähigkeits-Anomalien - E-Polarisation -). Die aus den Messungen berechneten Werte des scheinbaren spezifischen Widerstandes senkrecht zur Vorzugsrichtung des erdelektrischen Feldes sind nicht eingezeichnet, da nur das Niveau der ρ_{sIVZ} -Kurven und nicht deren "Auf und Ab" (siehe Abbildung 17) interpretiert werden können.

Abbildung 27 unten:

Berechnete Phasen-Differenzen zwischen magnetischem- und elektrischem Feld längs der Modelloberfläche für Perioden von 100, 400 und 1000 sec. Die Phasen-Differenzen sind bei kurzen Perioden groß und bei langen Perioden klein. Diese Abnahme der Phasen-Differenzen bei zunehmenden Perioden entspricht den gemessenen Phasen-Differenzen der natürlichen Variationen des erdmagnetischen- und erdmagnetischen Feldes.

Abbildung 28

Berechnetes Modell des tieferen Untergrundes unter den Ostalpen mit zweidimensionaler Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit (Modell 2).

Unter einer 7 km mächtigen Deckschicht (identisch mit der Deckschicht des Modelles 1, Abbildung 25), welche die heterogene Oberfläche repräsentiert, liegt ein bis in größere Tiefe reichender schlechter elektrischer Leiter. Es folgt eine Zone deutlich erhöhter elektrischer Leitfähigkeit mit wachsender Mächtigkeit unter den Ostalpen. Der unterlagernde homogene Halbraum ist wieder schlecht leitend.

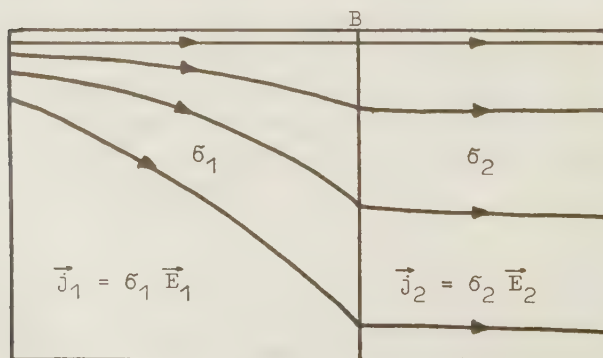
Abbildung 29

Berechneter scheinbarer spezifischer Widerstand längs der Oberfläche beider Modelle für Perioden von 100, 400 und 1000 sec (Stromfluß senkrecht zu den Grenzen der elektrischen Leitfähigkeits-Anomalien - H-Polarisation -). Eingezeichnet die aus den Messungen berechneten Werte des scheinbaren spezifischen Widerstandes parallel zur Vorzugsrichtung des erdelektrischen Feldes an den einzelnen Stationen des Meßgebietes. Die starke Variation des scheinbaren spezifischen Widerstandes längs des Profiles wird fast nur durch die oberflächen-nahen Schichten bewirkt, sodaß beide Modelle gleiche Werte des scheinbaren spezifischen Widerstandes längs des Profiles im Falle der H-Polarisation ergeben.

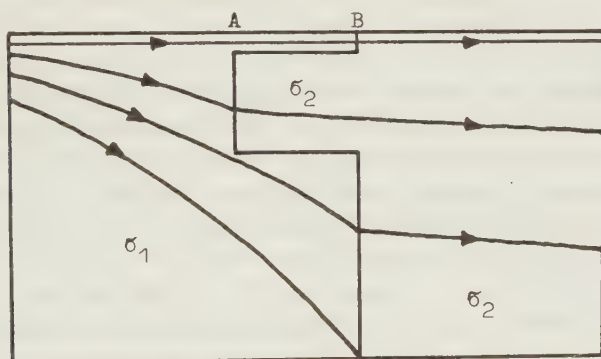
Durch die Variation der spezifischen Widerstände an der Modelloberfläche (beide Modelle besitzen die gleiche Oberflächen-Struktur) werden recht gut die aus den Messungen erhaltenen Kurven des scheinbaren spezifischen Widerstandes parallel zur Vorzugsrichtung des erdelektrischen Feldes erklärt (Abbildung 29).

Die berechneten Modelle beginnen etwa 45 km nördlich des heutigen morphologischen Alpenrandes (siehe zur Beschreibung der Oberfläche auch Abbildung 25 und 28). Die Mächtigkeit der Molasse-Sedimente wird hier mit 2 km angenommen, was Werten aus der Literatur entspricht (BERKTOLD 1969). Unterlagert werden die gut leitfähigen Molasse-Sedimente ($10 \Omega\text{m}$) durch schlecht leitendes Kristallin ($3000 \Omega\text{m}$). Etwa 20 km weiter südlich beginnt der bekannte Abbruch des Kristallins mit Zunahme der Mächtigkeit der Molasse-Sedimente bis auf 7 km südlich des Chiemsees. Die Molasse-Sedimente reichen noch bis etwa 10 km südlich des heutigen morphologischen Alpenrandes unter die nördlichen Kalkalpen (KEMMERLE 1973, 1974). Die in diesem Bereich der Alpen die Molasse überlagernden Gesteine des nördlichen Kalkalpins sind im Modell durch schräge Schraffur besonders gekennzeichnet (siehe Abbildung 25 und 28), jedoch nicht Bestandteil der berechneten Modelle. Dies kann man folgendermaßen erklären:

1. Der Stromfluß durch zwei Viertelräume unterschiedlicher elektrischer Leitfähigkeit ist in folgender Skizze 1 dargestellt (PRICE 1973):



Die Stromlinien weichen schon weit vor der vertikalen Leitfähigkeits-Grenze (B) nach der Tiefe hin aus und erzeugen nahe der Grenze an der Oberfläche eine Abnahme der Stromdichte $\vec{J}_1$ bei konstanter Leitfähigkeit σ_1 , sodaß nach dem verallgemeinerten Ohm'schen Gesetz $\vec{J} = \sigma \vec{E}$ eine Erniedrigung der Feldstärke $\vec{E}_1$ an der Oberfläche und damit Erniedrigung des scheinbaren spezifischen Widerstandes zu beobachten ist (Ünterschwing-Effekt). Im schlechten Leiter σ_2 entsteht eine Feldüberhöhung an der Oberfläche (Überschwing-Effekt). Baut man in diese Skizze eine nahe der Oberfläche, aber nicht an der Oberfläche liegende Zone schlechter Leitfähigkeit in den guten Leiter ein, so ergibt sich nach Skizze 2 folgendes Bild:



Skizze 2

$$\sigma_1 \gg \sigma_2$$

Die Stromdichte wird vor der vertikalen Leitfähigkeits-Grenze (B) nahe der Oberfläche eher noch niedriger als in Skizze 1, da die Ströme eher nach unten als nach oben der eingelagerten schlecht leitenden Zone ausweichen werden, sofern Sedimente größerer Mächtigkeit unter dieser schlecht leitenden Zone (Kalkalpen) lagern (- da sie dort dann mehr "Platz" haben als in den gering-mächtigen Ablagerungen der Tiroler Ache an der Oberfläche -). Etwa dieser Fall ist am Alpennordrand für die hier zu

betrachtende Interpretation der Meßergebnisse gegeben. Die Meßstationen waren in diesem Alpenbereich nicht auf anstehendem Kalkalpin, sondern in den gut leitfähigen Talsedimenten der Tiroler Ache aufgebaut. Diese Talsedimente besitzen eine Mächtigkeit von einigen Zehner bis Hundert Meter, darunter müßte der schlechte Leiter der Kalkalpen liegen. An Skizze 2 kann man sich nun plausibel machen: Im Bereich der Talsedimente zwischen A und B (Oberhalb der Kalkalpen) ist die Leitfähigkeit zwar gleich wie im ungestörten Vorland, die Stromdichte nimmt aber ab, sodaß nach $\vec{J} = \sigma_1 \vec{E}$ eher ein kleineres elektrisches Feld als im Vorland an der Oberfläche gemessen wird. Daraus folgt: Der aus der Feldverteilung an der Oberfläche berechnete scheinbare spezifische Widerstand ist kleiner, höchstens gleich dem scheinbaren spezifischen Widerstand im ungestörten Vorland. Deshalb ist in den mit der Methode der Magnetotellurik bestimmten ρ_s -Kurven der schlechte Leiter unter der Oberfläche nicht zu erkennen. Erst südlich von B (der Grenze der Leitfähigkeit σ_1 zu σ_2 an der Oberfläche, etwa bei der Station Hinterwössen (KEMTERLE 1973)) erkennt man auch in den ρ_s -Kurven die schlecht leitenden Kalkalpen.

2. Die integrierte Leitfähigkeit der obersten Schicht bestimmt die Felder an der Modelloberfläche. Die integrierte Leitfähigkeit ist: $\tau = \int^{\infty} \sigma(z) dz$. Im Falle einer homogenen Schicht erhält man: $\tau = \sigma d = d/\rho$. Sei d die Mächtigkeit der überlagernden Kalkalpen z.B. 2 km und ρ der spezifische Widerstand der Kalkalpen z.B. 1000 Ωm , so ergibt sich eine integrierte Leitfähigkeit von 2 Ω^{-1} . Sei dagegen d die Mächtigkeit der unterlagernden Molasse-Sedimente z.B. 6 km und ρ der spezifische Widerstand der Molasse-Sedimente z.B. 10 Ωm , so ergibt sich die integrierte Leitfähigkeit zu 600 Ω^{-1} . Durch Addition erhält man die integrierte Leitfähigkeit von Molasse-Sedimenten und überlagernden Kalkalpen: $\tau = 602 \Omega^{-1}$. Der Einfluß

der schlecht leitenden Kalkalpen beträgt also deutlich weniger als 1 Prozent der gesamten integrierten Leitfähigkeit.

Zusammenfassend ergibt sich die Schwierigkeit für die Modellrechnung: Ein in der Natur vorhandener schlechter Leiter nahe der Erdoberfläche ist aus den magnetotellurischen Messungen vermutlich noch nicht erkennbar. Da das Modell die Messungen interpretieren soll, ist der schlechte Leiter der Kalkalpen hier im Modell nicht als leitfähiger Körper enthalten, sondern nur seine wahrscheinliche Lage durch Schraffur (siehe Abbildung 25 und 28) angedeutet.

Es folgen nun die nördlichen Kalkalpen mit einem spezifischen Widerstand von $300 \Omega\text{m}$ im Modell. In die Einheit der Kalkalpen ist ein gering mächtiger, guter Leiter (5 und $10 \Omega\text{m}$) an der Erdoberfläche eingebaut. Er soll den Sedimenttrog im Gebiet Kössen repräsentieren. Im Anschluß folgt der Übergang ($200 \Omega\text{m}$) zum Altpaläozoikum der nördlichen Grauwackenzone. Für das Altpaläozoikum selber wird im Modell ein spezifischer Widerstand von $100 \Omega\text{m}$ mit 7 km Mächtigkeit angenommen. Im Bereich des Salzachtales liegt im Modell wiederum ein schlechter Leiter ($300 \Omega\text{m}$), er soll die in diesem Gebiet auskeilende Gesteinseinheit Quarzphyllit repräsentieren. Südlich des Salzachtales im Gebiet der Schieferhülle der Hohen Tauern wird im Modell ein spezifischer Widerstand von $200 \Omega\text{m}$ an der Oberfläche angenommen.

Die genannten Werte der scheinbaren spezifischen Widerstände an der Modelloberfläche richten sich nach den in Kap. 7.2 ermittelten Verhältnissen der wahren spezifischen Widerstände der Gesteine an der Erdoberfläche. Es fällt auf, daß die Werte für die spezifischen Widerstände im Modell etwa um den Faktor 5 kleiner sind als die wahren Werte des spezifischen Widerstandes der

Gesteine an der Erdoberfläche im Untersuchungsgebiet. Dies liegt einerseits daran, daß im zweidimensionalen Modell in der gut leitfähigen Molasse sehr viel Strom induziert wird, der in die schlecht leitenden Gesteine der Alpen eintreten muß und dadurch im Modell an der Oberfläche eine starke Feldüberhöhung bewirkt. Diese Feldüberhöhung ist abhängig von den Widerstandswerten an der Oberfläche und größer als es den Widerständen entspräche (Überschwing-Effekte). Andererseits ist es nicht erlaubt, die aus den Registrierungen von erdmagnetischem- und erdelektrischem Feld (Magnetotellurik) berechneten Werte des scheinbaren spezifischen Widerstandes als Funktion der Periode an die, nach der Methode der geoelektrischen Tiefensondierung gewonnenen Werte des wahren spezifischen Widerstandes der Gesteine an der Erdoberfläche anzuschließen. Bei der geoelektrischen Tiefensondierung erhält man nur eine Aussage über den spezifischen Widerstand der Gesteine der ersten Zehner- bis Hunderter Meter Tiefe. Die für diese Arbeit ausgewerteten kürzesten Perioden (10 sec) der Registrierungen des magnetischen- und elektrischen Feldes an der Erdoberfläche ergeben Eindringtiefen von mehreren Kilometern. Man erreicht also Tiefen, die mit denen der geoelektrischen Tiefensondierung nicht zu vergleichen sind.

Als Ergebnis der Modellrechnung erhält man zusammenfassend:

Im Bereich der Ostalpen existiert im Untergrund ein guter Leiter, der, beginnend im Bayerischen Molassetrog, unter den Alpen an Mächtigkeit zunimmt (Modell 2). Über Mächtigkeit und Tiefenlage des guten Leiters südlich des Alpenhauptkammes können derzeit noch keine Aussagen gemacht werden, da die dazu notwendigen Feldmessungen noch fehlen. Ein Hinweis für die Existenz eines guten Leiters südlich des Alpenhauptkammes sind die Ergebnisse der erdmagnetischen Tiefensondierung. Es kann aber heute

noch nicht beurteilt werden, ob die bei der erdmagnetischen Tiefensondierung gefundene Zone erhöhter elektrischer Leitfähigkeit südlich des Alpenhauptkammes identisch ist mit dem im nördlichen Alpenbereich gefundenen guten Leiter. Zurückschauend auf die in Kap. 2 angesprochenen Probleme kann gesagt werden, daß nach den bisherigen Kenntnissen aus magnetotellurischen Messungen in den Ostalpen die Zone verminderter Geschwindigkeit seismischer Longitudinal-Wellen unter dem Alpenhauptkamm vermutlich nicht mit einer Zone erhöhter elektrischer Leitfähigkeit gleichgesetzt werden kann. Dazu wurde ein Modell (Modell 1) berechnet, welches einen guten elektrischen Leiter in der seismischen Geschwindigkeits-Inversionszone enthält. Zwar erfüllen die nach diesem Modell berechneten Werte des scheinbaren spezifischen Widerstandes an der Modelloberfläche die Meßwerte, jedoch sind die nach diesem Modell berechneten Phasen-Differenzen zwischen magnetischem- und elektrischem Feld entgegengesetzt zu den in der Natur gemessenen Phasen-Differenzen. Die den Meßwerten entsprechenden Phasen-Differenzen errechnen sich jedoch nach Modell 2, bei dem die Zone erhöhter elektrischer Leitfähigkeit unter den Ostalpen erst in größerer Tiefe auftritt.

9. Zusammenfassung

Im mittleren Bereich eines Profiles, das längs des Meridians $12^{\circ} 25'$ östlicher Breite von der Ostsee bis zum Adriatischen Meer reicht, wurden in den Ostalpen zwischen der deutsch-österreichischen Grenze und dem Alpenhauptkamm an 23 Stationen die Variationen des erdelektrischen Feldes und an 4 Stationen die Variationen des erdmagnetischen Feldes gemessen. Die Registrierungen wurden nach der Methode der Magnetotellurik ausgewertet. Hierbei werden die Variationen des erdelektrischen Feldes (E) an den einzelnen Meßstationen auf die sie erzeugenden Variationen des erdmagnetischen Feldes (F) einer Bezugsstation bezogen. Aus dieser Beziehung E/F wurden für jede Meßstation die zwei Größen: scheinbarer spezifischer Widerstand ρ_s und die Phasen-Differenz φ zwischen magnetischem- und elektrischem Feld als Funktion der Periode berechnet. Aus der Verteilung des scheinbaren spezifischen Widerstandes ρ_s und den Phasen-Differenzen φ lassen sich Aussagen über die Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit des tieferen Untergrundes machen.

Für die Interpretation der Meßergebnisse in den Ostalpen war wichtig, daß die Variationen des erdelektrischen Feldes durch die Gelände-Topographie nicht meßbar beeinflusst wurden. Im Gegensatz dazu hatte jedoch die elektrische Leitfähigkeit der oberflächen-nahen Gesteins-einheiten einen bestimmenden Einfluß auf die natürlichen Variationen des erdelektrischen Feldes.

Die Auswertung erbrachte, daß im Bereich der Ostalpen laterale Gradienten der elektrischen Leitfähigkeit in der Tiefe existieren. Dies zeigt sich in der Ausbildung einer starken, perioden-unabhängigen Polarisationsrichtung (Vorzugsrichtung) des erdelektrischen Feldes an nahezu allen Stationen im Meßgebiet. Dabei existieren an den

einzelnen Meßstationen in den großräumigen Gesteins-einheiten Molasse-Sedimente, nördliche Kalkalpen, nördliche Grauwackenzone und Schieferhülle der Hohen Tauern typische Richtungen der Polarisierung des erd-elektrischen Feldes.

Laterale Gradienten der elektrischen Leitfähigkeit be-dingen eine zumindest zweidimensionale Interpretation der elektrischen Leitfähigkeits-Verteilung im tieferen Untergrund. Daher wurde versucht, durch Modellrechnung mit zweidimensionaler Verteilung der elektrischen Leit-fähigkeit die Meßergebnisse zu interpretieren. Die be-rechneten Modelle repräsentieren nur eine mögliche Ver-teilung der elektrischen Leitfähigkeit unter den Ost-alpen, da hier vermutlich eine dreidimensionale Leit-fähigkeits-Verteilung vorliegt, dreidimensionale Mo-delle jedoch heutenoch nicht berechnet werden können. Das berechnete Modell (Modell 2), welches die Meßergeb-nisse am besten erfüllt (siehe Abbildung 27, 28 und 29), besitzt eine 7 km mächtige Deckschicht, welche die Variationen der elektrischen Leitfähigkeit der Gesteins-Einheiten an der Erdoberfläche repräsentiert. Die Ober-fläche weist deutliche Unterschiede der elektrischen Leitfähigkeit der oberflächennahen Gesteine zwischen 5 und 300 Ωm auf. Unter dieser Deckschicht liegt eine Zone schlechter elektrischer Leitfähigkeit (1000 Ωm). Es folgt eine Schicht deutlich erhöhter elektrischer Leitfähigkeit (50 Ωm), welche im nördlichen Alpenvor-land in 80 km Tiefe mit 10 km Mächtigkeit liegt. Diese Zone erhöhter elektrischer Leitfähigkeit in 80 km Tiefe schließt an eine von anderen Autoren in ähnlicher Tiefe gefundene Zone erhöhter elektrischer Leitfähigkeit in Süddeutschland an. Unter den Ostalpen nimmt diese Zone erhöhter elektrischer Leitfähigkeit nach Süden an Mäch-tigkeit deutlich zu. Unter dem Alpenhauptkamm erreicht diese Zone eine Mächtigkeit von 45 km in 45 km Tiefe. Die Fortsetzung dieser Zone erhöhter elektrischer Leit-

fähigkeit südlich des Alpenhauptkammes ist noch unbekannt. Diese Zone erhöhter elektrischer Leitfähigkeit wachsender Mächtigkeit unter den Ostalpen wird von einer weiteren Zone schlechter elektrischer Leitfähigkeit ($1000 \Omega m$) unterlagert.

Die Zone erhöhter elektrischer Leitfähigkeit unter den Ostalpen korrespondiert in Tiefenlage und Mächtigkeit nicht mit der Zone verminderter Geschwindigkeit seismischer Longitudinal-Wellen bzw. geringerer Dichte, die von anderen Autoren in geringer Tiefe unter den Ostalpen gefordert wird. Ein dazu berechnetes Modell (Modell 1) konnte die Meßergebnisse nicht in allen Punkten erfüllen.

10. Literaturverzeichnis

- ANGENHEISTER, G., M. BEBLO, A. BERKTOLD, K. KEMMERLE:
Magnetotellurik und erdmagnetische Tiefensondierung
zwischen Chiemsee und Drautal. SPP der DFG "Geodyna-
mik des mediterranen Raumes", Arbeitsbesprechung am
27./28.2.73 in Salzburg. - Original-Beiträge; als
Manuskript vervielfältigt. München und Salzburg 1973.
- ANGENHEISTER, G., A. BERKTOLD, K.-P. SENGPIEL: Die zeit-
lichen Variationen des erdelektrischen Feldes, beobach-
tet längs eines NS-Profiles vom Kristallin des Bayeri-
schen Waldes durch das Alpenvorland bis zum Nordrand
der Alpen. Bayer. Akad. d. Wiss., Math.-Naturw. Klasse,
Sonderdruck 7, 1965.
- ANGENHEISTER, G., H. BÜGEL, H. GEBRANDE, P. GIESE,
P. SCHMIDT-THOME, W. ZEIL: Recent investigations of
surficial and deeper crustal structures of the Eastern
and Southern Alps. Geol. Rundschau 61, S. 349-395, 1972.
- BEBLO, M.: Ein neuer Elektrograph zur Registrierung der
natürlichen Variationen des induzierten erdelektrischen
Feldes. Dipl.-Arbeit, Inst. f. Angew. Geophysik Univ.
München, 1971.
- BEBLO, M.: Ein transportabler, netzunabhängiger Elektro-
graph für Dauerregistrierungen des induzierten erdelek-
trischen Feldes. Zeitschr. f. Geophysik 38, S. 135-143,
1972.
- BEBLO, M.: Magnetotellurik-Messungen in den Alpen: Pro-
bleme der Auswertung und Interpretation durch Topogra-
phie und Geologie der oberen Erdkruste. Protok. Erdmag.
Tiefensondierung, Grafrath, 1974, im Druck.

BERKTOLD, A.: Über Messungen des natürlichen, zeitlich variablen erdelektrischen Feldes an einzelnen Stationen und entlang eines Profils durch die Bayerische Molasse. Dipl.-Arbeit, Inst. f. Angew. Geophysik Univ. München, 1964.

BERKTOLD, A.: Tiefensondierung mit Hilfe der Variationen des erdmagnetischen und erdelektrischen Feldes längs eines Profils vom Oberpfälzer Wald durch das nördliche Alpenvorland bis zu den Kitzbüheler Alpen. Diss. Naturw. Fak. Univ. München, 1969.

BERKTOLD, A.: Erdmagnetische Tiefensondierung in Süddeutschland und in den Alpen. Protok. Erdmagn. Tiefensondierung, Grafrath, 1974, im Druck.

CAGNIARD, L.: Basic theory of the magnetotelluric method. Geophysics 18, pp. 605-635, 1953.

FRITZ, E.J.: Die Kohlevorkommen Tirols. Sonderdruck aus den Veröffentlichungen des Museum Ferdinandeum 51, 1971.

GREINWALD, S.: Ein batteriebetriebenes Dreikomponenten-Oerstedtmeter. Prot. Erdmagn. Tiefensondierung, Rothenberge, s. 100-104, 1971.

GREINWALD, S.: Ein Gerät zur Registrierung von Variationen des erdmagnetischen und erdelektrischen Feldes und die Bearbeitung der damit gewonnenen Meßwerte, demonstriert an zwei Stationen aus der Afarsenke. Diss. Fak. f. Geow. Univ. München, 1972.

HAAK, V.: Beschreibung und Anwendung von Verfahren zur Auswertung von Registrierungen des erdelektrischen Feldes längs eines Profils durch die Westhälfte des Rheingrabens. Dipl.-Arbeit, Inst. f. Angew. Geophysik Univ. München, 1968.

HAAK, V.: Das zeitlich sich ändernde, erdelektrische Feld, beobachtet auf einem Profil über den Rheingraben; eine hiervon abgeleitete Methode der Auswertung mit dem Ziel die elektrische Leitfähigkeit im Untergrund zu bestimmen. Diss. Naturw. Fak. Univ. München, 1970.

HAAK, V.: Magnetotellurik: Bestimmung der Übertragungsfunktionen in Gebieten mit lateraler Änderung der elektrischen Leitfähigkeit. Zeitschr. f. Geophysik 38, S. 85-102, 1972.

HAAK, V.: Modellrechnungen bei zweidimensional verteilter Leitfähigkeit. Protok. Erdmagn. Tiefensondierung, Grafrath, 1974, im Druck.

HAENEL, R., G. ZOTH: Heat Flow measurements in Austria and Heat Flow maps of central Europe. Zeitschr. f. Geophysik 39, S. 425-439, 1973.

HIBBS, R.D., F.W. JONES: Apparent resistivity calculations for laterally inhomogeneous structures. Phys. Earth Planet. Interiors 5, pp. 184-189, 1972.

HÖLL, R.: Die Scheelitlagerstätte Felbertal und der Vergleich mit anderen Scheelitvorkommen in den Ostalpen. 1974, im Druck.

KEMMERLE, K.: Magnetotellurik am Nordrand der Bayerischen Alpen entlang eines Profiles vom Chiemsee bis Reit im Winkl. Dipl.-Arbeit Inst. f. Angew. Geophysik Univ. München, 1973.

KEMMERLE, K.: Magnetotellurik am Alpennordrand. Prot. Erdmagn. Tiefensondierung, Grafrath, 1974, im Druck.

KERTZ, W.: Einführung in die Geophysik, Bd. I und II. Bibliographisches Institut Mannheim, Wien, Zürich, 1969 und 1971.

KIESSLING, W.: Untersuchung der Variationen des erdelektrischen und erdmagnetischen Feldes im Oberpfälzer Wald zur Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit in größeren Tiefen mit der Methode der Magnetotellurik. Dipl.-Arbeit, Inst. f. Angew. Geophysik Univ. München, 1970.

MAKRIS, J.: Aufbau der Kruste in den Ostalpen aus Schwere-messungen und die Ergebnisse der Refraktionsseismik. Hamb. Geophys. Einzelschr., Hamburg, 1971.

PORSTENDORFER, G.: Methodische und apparative Entwicklung magneto-tellurischer Verfahren mit Anwendung auf die Tiefenerkundung im Bereich der norddeutschen Leitfähigkeitsanomalie. Deutsche Akad. d. Wiss. zu Berlin, Heft 3, 1965.

PRICE, A.T.: The theory of magnetotelluric methods when the source field is considered. Journ. Geophys. Res. 67, pp. 1907-1918, 1962.

PRICE, A.T.: The theory of geomagnetic induction. Phys. Earth Plant. Interiors 7, pp. 227-233, 1973.

REITMAYR, G.: Auswertung von Messungen des erdelektrischen und erdmagnetischen Feldes auf einem Profil quer über den Oberrhein-Graben. Dipl.-Arbeit, Inst. f. Angew. Geophysik Univ. München, 1971.

REITMAYR, G.: Die bevorzugten Polarisationsrichtungen des natürlichen erdelektrischen Feldes im Gebiet des Oberrhein-Grabens. Zeitschr. f. Geophysik 38, S. 103-119, 1972.

SCHEFFEL, J.V. von: Gaudeamus! Lieder aus dem Engeren und Weiteren. Adolf Bonz & Comp. Verlag, Stuttgart, 1878.

SCHMUCKER, U.: Erdmagnetische Tiefensondierung in Deutschland 1957/59. Magnetogramme und erste Auswertung.
Abh. d. Akad. d. Wiss. in Göttingen, Heft 5, 1959.

SENGPIEL, K.-P.: Messung und Interpretation des zeitlich variablen erdelektrischen Feldes längs eines Nord-Süd-Profiles durch den Ostteil der Bayerischen Molasse.
Dipl.-Arbeit, Inst. f. Angew. Geophysik Univ. München, 1964.

WEIZEL, W.: Physikalische Formelsammlung Bd. II. Bibliographisches Institut Mannheim, Wien, Zürich, 1964.

WIESE, H.: Geomagnetische Tiefentellurik. Deutsche Akad. d. Wiss. zu Berlin, Geomagn. Inst. Potsdam, Heft 36, 1965.

Danksagungen

Meinem verehrten Lehrer, Herrn Professor Dr. Gustav Angenheister gilt mein besonderer Dank. Dank seiner ständigen Förderung und Anleitung konnte ich diese Dissertation an seinem Institut anfertigen. .

Herzlichsten Dank den Herren Dr. A. Berktold, Dr. S. Greinwald, Dipl.-Geophys. K. Kemmerle, Dr. V. Haak und Dipl.-Geophys. G. Reitmayr der Arbeitsgruppe "Magnetotellurik" am Institut. Sie ermöglichten durch ihren selbstlosen Einsatz die Feldmessungen und beflügelten durch freundschaftliche, kritische Diskussion die Auswertung.

Herrn Professor Dr. Heinrich Soffel danke ich für die kritische Durchsicht der Arbeit, die verschiedene Verbesserungen ergab.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich für die finanzielle Unterstützung der Feldmessungen und der numerischen Rechnungen auf der Rechenanlage des Leibniz-Rechenzentrums der Bayerischen Akademie der Wissenschaften. .

Lebenslauf

Am 1.3.1942 wurde ich, Martin Beblo, als ältester Sohn des Architekten Richard Beblo und seiner Ehefrau Elfriede, geborene Werner, in Straßburg geboren. Von 1948 - 1952 besuchte ich die Volksschule in Westheim/Schwaben, anschließend die Rudolf Steiner Schule und das Deutsche Gymnasium in München. Die Reifeprüfung erwarb ich 1965 in Wien/Österreich. An der Universität Innsbruck begann ich im Wintersemester 1965 das Studium der Geophysik. Zum Sommersemester 1967 wechselte ich an die Universität München. Hier legte ich 1969 die Diplom-Vorprüfung und 1971 die Diplom-Hauptprüfung im Fach Geophysik ab. Seit 1971 bin ich als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Angewandte Geophysik der Ludwig-Maximilians-Universität München tätig, wo ich unter Leitung von Herrn Prof. Dr. G. Angenheister die vorliegende Dissertation anfertigte.

